Messung von Streufeldern über Wänden ferromagnetischer Bereiche

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
zu München

vorgelegt von

OTTO SCHÄRPF
aus Walldürn/Baden

September 1967

Messung von Streufeldern über Wänden ferromagnetischer Bereiche

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
zu München

vorgelegt von

OTTO SCHÄRPF
aus Walldürn/Baden

September 1967

Die Druckkosten übernahm freundlicherweise die
AUGUSTIN BEA STIFTUNG GmbH zur Förderung
wissenschaftlicher Zwecke.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1.Berichterstatter: Prof.Dr.Ch.Schwink
2.Berichterstatter: Prof.Dr.W.Rollwagen
Tag der mündlichen Prüfung: 20.12.1967

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1 Einleitung	1
2 Beschreibung des Gerätes	2
2.1 Aufbau	2
2.2 Funktionsweise	5
2.3 Methode der Eichung, Meßgenauigkeit und maximale Empfindlichkeit	9
2.4 Magnetisches Auflösungsvermögen	13
2.5 Zusammenfassung von Teil I	16
3 Messung von Streufeldern über ferromagnetischen Bereichsgrenzen	18
3.1 Verwendete Kristalle, Herstellung der Kristalle, magnetische Grundstruktur dieser Kristalle	18
3.2 Problemstellung des Teils II	19
3.3 Halterung und magnetisches Joch	20
3.4 Zuordnung der Ablenkungen zu den Kolloidlinien, Ausschalten der Wirkung von 180°-Wänden	21
3.5 Schattenverzerrungen	22
3.6 Qualitative Erklärung der Entstehung der Schattenverzerrungen durch Dipolfelder	23
3.7 Ausschluß einer anderen qualitativen Erklärung	26
3.8 Messung und quantitative Auswertung bezüglich $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$	27
3.81 Messung und Auswertung bezüglich des Tangentialfeldintegrals $\bar{H}_x$	27
3.82 Messungen zum Normalfeldintegral $\bar{H}_y$	28
3.83 Auswertemethode zum Normalfeldintegral $\bar{H}_y$	29
3.9 Ergebnisse der Messung von $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$	31
3.10 Darstellung der Ergebnisse mit einer angepaßten Ladungsverteilung	34
3.11 Angepaßte Ladungsdichteverläufe zu den Messungen in § 3.9, maximale Ladungsdichte, Normal und Tangentialfeldstärke über einer Wand	38
3.12 Folgerungen aus den Ergebnissen (Tiefenauflösung und Auswertefehler infolge Elektronenbahnkrümmung)	41
3.13 Diskussion der Ergebnisse	43
4 Zusammenfassung	46
5 Literaturverzeichnis	48
6 Anhang	50

6.1 Berechnung von $\bar{H}$ für eine geschlitzte Spule 50
6.2 Bestimmung der Kaustikabmessungen des Objektivs 51
6.4 Berechnung von H_y und $\bar{H}_y$ für eine ringförmige Flächenladung der Breite D mit homogener Ladungsdichte 52
6.5 $\bar{H}_y$ und $\bar{H}_x$ bei linear ansteigender Flächenladungsdichte $\sigma = \sigma_0 \xi$ von $\xi = 0$ bis $\xi = D$ 55
6.6 Berechnung des Normalfeldes H_y und des Tangentialfeldes H_x bei linear ansteigender Flächenladungsdichte $\sigma = \sigma_0 \xi$ von $\xi = 0$ bis $\xi = D$ 57
6.7 Berechnung des Integrals $\bar{H}_y$ bei 2° gegen die Wand verkipptem Strahl 60

Diese Arbeit wurde durchgeführt in der Sektion Physik der Universität München, Lehrstuhl Prof.Rollwagen.

Herrn Prof.W.Rollwagen danke ich, daß ich in seinem Institut diese Arbeit machen durfte, zu der schon so viele Vorarbeiten auf dem Gebiet der Bereichsstruktur und der elektronenoptischen Schattenmethode vorlagen. Herrn Professor Schwink danke ich für die Überlassung dieses interessanten Themas und der von ihm geplanten und schon aufgebauten Apparatur und für sehr viele klärende Hinweise, Diskussionen und Hilfen bei der Ausführung der Arbeit. Auch den anderen Ferromagnetikern sei gedankt für viele interessante Hinweise. Der Werkstatt unter der Leitung von Herrn Schmidt, insbesondere Herrn Selzle möchte ich für die Hilfe danken und dem Leibnizrechenzentrum für die Möglichkeit, die zahlreichen Berechnungen mit der TR4 durchführen zu können.

Vorbemerkung:

Die vorliegende Schrift stellt eine mehrjährige Entwicklung zusammenfassend dar und ist das Ergebnis einer engen Zusammenarbeit zwischen dem Verfasser und seinem Doktorvater, Herrn Prof.Schwink. Das in der Arbeit verwendete Gerät wurde von Schwink geplant und zusammen mit Herrn W.Fellner, der als Konstukteur mitwirkte, 1961/62 aufgebaut. 1963 bestimmte der Verfasser im Rahmen einer Zulassungsarbeit die optischen Kenngrößen des Geräts quantitativ. 1965 begann er dann mit der Bearbeitung des Dissertationsthemas. Dessen allgemeine Problemstellung, der Vorschlag zum Bau eines magnetischen Jochs und zur Untersuchung speziell der Bereichsgrenzen zylindrischer Nickelkristalle mit ⟨110⟩-Orientierung stammen von Prof.Schwink. Die in der Arbeit beschriebenen Erweiterungen und Verbesserungen der ursprünglichen Apparatur besonders hinsichtlich ihrer magnetischen Empfindlichkeit und die Entwicklung einer geeigneten Objekt- und Jochanordnung waren die wesentlichen experimentellen Aufgaben des Verfassers. Ihre Erfüllung führte dazu, daß die erwarteten und gesuchten Streufelder nachgewiesen werden konnten. Sie sollten vom Verfasser mit geeigneten Auswertemethoden auch quantitativ bestimmt werden. Auf Wunsch und Vorschlag von Prof.Schwink wird die Arbeit in vorliegendem Umfang als Dissertation vorgelegt, da so am besten eine einfache Darstellung zu geben ist. Die Veröffentlichung der Arbeit wird, wie es ihrem geschilderten Entstehen entspricht, in mehreren Abschnitten erfolgen, zum Teil von Prof.Schwink zusammen mit dem Verfasser, zum Teil vom Verfasser allein.

§ 1 Einleitung

Untersuchungen über das Verhalten einer Blochwand an der Oberfläche eines ferromagnetischen Körpers (20,21,22,23,24) lassen es wünschenswert erscheinen, den Verlauf der magnetischen Streufelder über Wänden ferromagnetischer Bereiche (Weißscher Bezirke), seien sie vom Blochschen oder vom Néelschen Typ, quantitativ zu erfassen. Die folgende Arbeit beschreibt in einem ersten Teil ein vielseitiges elektronenoptisches Gerät, das solche Messungen gestattet. Im zweiten Teil soll dann dieses Gerät auf die Messung der Streufelder über den Wänden eines kreiszylindrischen ⟨110⟩-Nickeleinkristalls angewendet werden, dessen Bereichsstruktur kürzlich von Spreen mit Hilfe der Bittertechnik eingehend untersucht wurde (1).

Aus der Literatur sind schon einige Versuche bekannt, die Blochwandstruktur und die Streufelder an der Oberfläche zu messen. Dabei wurden der magnetooptische Kerreffekt, die Permalloy-Sonden-Methode oder die elektronenoptische Schattenmethode benutzt. Die Methode des magnetooptischen Kerreffekts brachte unter der Annahme, daß die Magnetisierung der Wand bis zur Oberfläche so verläuft, wie man es sich bei einer Blochwand im Inneren des Kristalls vorstellt, nur eine Abschätzung (2) für eine obere Grenze der Dicke der Wände an der Oberfläche. Aussagen über Blochwanddicken (3,3a), die mit dem magnetooptischen Kerreffekt gewonnen wurden, müssen zum Teil der Kritik unterliegen, daß man sie nicht gut mit der Wellenlänge des benutzten Lichtes vereinbaren kann, zumal da die Wirkung der Beugung dabei gar nicht im einzelnen untersucht wurde. Die Permalloy-Sonden-Methode hat ein zu kleines Auflösungsvermögen (3b).

Die elektronenoptische Schattenmethode in ihrer bisher angewandten Form konnte keine Aussagen über den gesamten Verlauf des Feldes über der Wand liefern, schon allein deshalb nicht, weil dazu die Vergrößerung viel zu schwach war. Das Prinzip dieser Methode wurde zuletzt von Grüter,Hafner, Murrmann, Schwink (4, siehe dort weitere Literatur) beschrieben..

Wir benutzen die elektronenoptische Schattenmethode mit mehrstufigem elektrostatischem Elektronenmikroskop und mit Strahlkennzeichnung durch einen Schattendraht hinter der Objektivlinse, wie sie von Schwink (5) beschrieben wurde. Schwink gab auch die grundlegende Beziehung an, auf die wir uns später stützen werden.

§ 2 Beschreibung des Gerätes

§ 2.1 Aufbau

Für die geplante Messung von Magnetfeldern über Blochwandkanten wird eine stärkere Vergrößerung, eine größere Empfindlichkeit für Magnetfelder und ein besseres Auflösungsvermögen benötigt als bei einer einstufigen Anordnung erreichbar ist (4), weshalb ein mehrstufiges elektrostatisches Elektronenmikroskop auf der Basis des EM8 von AEG-Zeiss verwendet wird (Abb.1a). Wir benutzen ein elektrostatisches Elektronenmikroskop, weil nur dadurch bei starker Vergrößerung störende magnetische Streufelder zu vermeiden und nur so definierte Magnetfelder im Objektraum zu erreichen sind. Denn bei starker Vergrößerung muß man mit dem Objekt sehr nahe an die erste abbildende Linse, die kurzbrennweitige Objektivlinse, heran, wo sich bei magnetischen Linsen das Streufeld nicht beseitigen läßt.

Die optische Anordnung ist dieselbe wie beim EM8: Fernfokuskathode nach Steigerwald (6) als Strahlquelle, Objekt, Objektiv mit oberer Elektrode von 0,5 mm Lochdurchmesser, eine Beugungslinse, die zur Vergrößerungsreduzierung um den Faktor 2 und zum Umschalten auf Beugungsaufnahmen benutzt werden kann, zwei Projektive mit den Vergrößerungen $(33{,}3\pm1):1$, $(114\pm3):1$ und beim Zusammenschalten beider $(345\pm10):1$. An Blenden sind vorhanden eine Beleuchtungsblende, eine Kontrastblende und eine Bereichsblende; zur stigmatischen Korrektur dient ein elektrostatischer Stigmator.

Ein sehr großer Objektraum, in dem die Probe und dazu noch ein magnetisches Joch Platz haben (Abb.1a und 9), gestattet es, mit massiven Proben bis zu 90 mm Länge in definierten Feldern zu arbeiten. Das Objekt läßt sich dabei zum Strahl justieren

durch Verschieben in drei zueinander senkrechten Richtungen und durch Drehen um zwei zueinander und zum Strahl senkrechte Richtungen. Zwei zueinander und zum Strahl senkrechte Verschiebungen erreicht man mit Hilfe von Objekttrieben mit Mikrometerschrauben und Hebelübersetzung 1:10, wie sie die Firma Siemens in ihren Elektronenmikroskopen zur Objektverstellung benutzt. Dabei entspricht an der Mikrometerschraube ein Teilstrich 10^{-3}mm$\pm$0,7%, was mit einem Meßmikroskop kontrolliert wurde. Die dritte Verschiebung ist eine meßbare Höhenverstellung zur mechanischen Scharfstellung. Die Möglichkeit zur Drehung der massiven Probe um ihre Achse und zur Kippung um $\pm 3^{\circ}$ senkrecht dazu wird mittels zweier Drehdurchführungen erreicht, die im Mikroskopinneren mittels in Schlitzen laufenden Kupplungsstücken auf das Objekt und die Objekthalterung wirken und außen eine Winkelteilung von 5° zu 5° tragen (Abb.6 und 9). Diese Drehdurchführungen sind jeweils gegenüber den Objekttrieben angebracht, damit eine Objektverschiebung längs der Achse, um die eine Drehung erfolgen kann, möglich ist.

Um auf die Ebene, in der sich das verstellbare, große Objekt befindet, scharfstellen zu können, ist die obere Elektrode der Objektivlinse als plane, hochglanzpolierte Fläche ausgebildet. Zusätzlich dazu benötigt man einen Scharfstellspannungsbereich von 0 bis 3000 Volt. Dazu mußte die ursprünglich vorgesehene Scharfstellspannung vergrößert werden, wozu die Einrichtung zur Wehneltspannungserzeugung dient. Dadurch ist es möglich, bei 7,8 kV Strahlspannung den Brennpunkt bis 15 mm oberhalb der flachen Elektrode der Objektivlinse zu bringen. Diese extreme Einstellung wird jedoch im folgenden nicht benötigt.

Die Empfindlichkeit der Anordnung zu Messung magnetischer Felder hängt bei gegebener Anordnung der Linsen und gegebener Brennweite des Projektivs hauptsächlich vom Ort des Schattenobjekts ab (5). Wie sich noch zeigen wird, ist es sehr wünschenswert, die Vergrößerung des Schattenobjekts immer leicht bestimmen zu können. Dazu wird als Schattenobjekt ein nur 0,oo4 mm dünner Draht gewählt. Mit ihm lassen sich bis zu

9000 fache Vergrößerungen des Schattenobjekts auf dem Leuchtschirm bzw. der Platte messen.

Zur Justierung des Schattenobjekts zum Strahl kann dieses in drei Raumrichtungen verschoben werden: Mittels zweier unmagnetischer Chromnickelstahlstifte mit Mikrometerschrauben ist der Schattenobjektträger in zwei Richtungen senkrecht zum Strahl meßbar verschiebbar. Eine Verschiebung in Richtung des Strahls ist zur Veränderung des Ortes des Schattenobjekts in Bezug auf die Brennebene des Objektivs und damit zur Veränderung der magnetischen Empfindlichkeit nötig. Dazu dient ein bis 30 mm von außen in der Höhe verstellbarer Schattenobjektträger. Außerdem kann man die Richtung des Schattendrahtes über Kegelräder aus austenitischem unmagnetischem Chromnickelstahl in der Ebene senkrecht zum Strahl um 180° verändern.

Nach § 2.4 ist die magnetische Auflösung begrenzt durch die Schärfe der Schattenränder. Diese hängt nach (13) und § 2.2 von der Beleuchtungsapertur ab. Für scharfe Schatten benötigt man eine sehr kleine Beleuchtungsapertur. Diese wird mit Hilfe einer Hibikathode erreicht (7). Dazu wird auf eine Haarnadelkathode aus Wolframdraht von 0,12 mm Durchmesser an der Spitze der Haarnadel ein Stückchen Wolframdraht derselben Dicke senkrecht zur Haarnadel angepunktet (8). Angespitzt wird durch elektrolytisches Abätzen in gesättigter KCN-Lösung, die mit KOH versetzt ist bis zu einem p_H=12, in einer flachen Küvette aus Plexiglas unter ständiger Beobachtung mit einem Stereomikroskop etwa 100 facher Vergrößerung bei einer Ätzspannung von 6 Volt Wechselspannung und einem Kohlestift als Gegenelektrode.

Wählt man als Elektronenstrahlerzeugungssystem die bei der Fernfokuskathode von AEG-Zeiss beim EM8 für Beugungsaufnahmen gelieferte Anordnung mit Trichterelektrode, kleinem Wehneltzylinder und gehobener Anodenblende, so erhält man auch bei kleineren Spannungen (7 bis 20 kV), als sie Hibi benutzte, und bei kleinerem Justieraufwand eine Apertur von 1,6 bis 5×10^{-5}, eine sehr lange Lebensdauer der Kathode und eine sehr große Helligkeit bei nur 12 Mikroampére Strahlstrom. Die Kathoden-

anordnung nach Hibi gibt ähnliche Werte erst bei höheren Spannungen (50 kV). Als Wehneltspannung dient nur die im EM8 zusätzlich vorgesehene automatisch erzeugte Wehneltspannung. Auf eine besondere Möglichkeit zur Regelung der Wehneltspannung wird verzichtet. Der Strahlstrom läßt sich bei der Hibikathode mit Hilfe der Heizung regeln.

§ 2.2 Funktionsweise

In einer vorausgehenden Arbeit (9) wurden für dieses Elektronenmikroskop die Struktur des Elektronenstrahls mit Haarnadelkathode und den verschiedenen Fernfokuskathodenanordnungen, die Brennweiten und Hauptebenen der Linsen, die Strahlengänge, Vergrößerungen und bildbegrenzenden Blenden, der Öffnungsfehler des Objektivs und das Auflösungsvermögen bestimmt. Wenn man das Gerät als Elektronenmikroskop verwendete, ergab sich mit der Methode des mit Palladium schräg bedampften Testobjekts ein Auflösungsvermögen von 90 AE. Aus dem gemessenen Öffnungsfehler des Objektivs (C_o=64 mm) folgt als Grenze des Auflösungsvermögens 20 AE bei 60 kVolt Strahlspannung. Der Unterschied rührt wahrscheinlich von magnetischen Streuwechselfeldern her. Nach Zworykin (10,S.218) erzeugt ein magnetisches Streufeld von 10^{-4} Gauß, wie es gewöhnlich in Laboratorien vorhanden ist, eine Unschärfe von etwa 100 AE. Besonders in der Nähe des Objektivs sind solche Felder stark wirksam. Elektronenmikroskope haben dort gewöhnlich eine gute Mumetallabschirmung. Wir verwendeten keine Mumetallabschirmung an dieser Stelle, weil wir möglichst kein magnetisierbares Material in der Nähe des Objektivs haben wollten. Deshalb wurden auch alle Teile in der Nähe des Objektivs mit Ausnahme des Objektivgehäuses aus unmagnetischem austenitischem Chromnickelstahl hergestellt. Alle undefinierten Ablenkungen durch Aufmagnetisieren von Teilen des Gerätes in der Nähe des Strahls sollen vermieden werden. Man könnte vielleicht daran denken, außen um das Gehäuse eine solche Mumetallabschirmung anzubringen.

Als magnetisches Meßgerät arbeitet das Gerät nach folgendem Prinzip: Im Gegensatz zu den Methoden der defokussierten Abbildung (31,32) oder der Zentralprojektion (4) wird die Objektebene scharf abgebildet. Wegen dieser Fokussierung

werden die Strahlen, die von der Objektebene aus irgendeinem Grund unter verschiedenen Winkeln von einem Punkt ausgehen, in der Bildebene wieder in dem Bildpunkt vereinigt, der dem Punkt in der Objektebene entspricht, von dem sie ausgehen. Im Unterschied zur defokussierten Abbildung wird eine gerade Kante des Objekts, auch wenn dort die Strahlen durch ein starkes lokales Magnetfeld abgelenkt werden, wieder geradlinig abgebildet. Nur bei Defokussierung verzerrt sich eine solche Kante, wie man an einem Beispiel in Abb.11 und Abb.12 sieht. In diesen Abbildungen ist eine Kante mit Blochwänden bei schwacher Vergrößerung defokussiert abgebildet. Man sieht an den Stellen der Wände starke Ablenkungen, deren Verschwinden beim Fokussieren auf die Kante des Kristalls man umgekehrt zum Scharfstellen benutzen kann.

Der Winkel, um den die Strahlen durch das Magnetfeld abgelenkt werden, wird bei uns mit dem Schattenobjekt hinter dem Objektiv bestimmt. Die prinzipielle Anordnung zeigt Abb.2: In der Objektebene sei ein zu messendes homogenes Magnetfeld, dessen Wegintegral $\bar{H}=|\int \mathfrak{H} \times d\mathfrak{s}|$ integriert über die Elektronenbahn (im cgs-System gleich $|\int \mathfrak{H} \times d\mathfrak{s}|$) gemessen werden soll, und ein dünner unmagnetischer Draht, auf den scharfgestellt wird. Hinter dem Objektiv befinde sich ein sehr dünner Schattendraht parallel zu dem Draht in der Objektebene. Ohne Magnetfeld in der Objektebene sollen das Bild des Objektdrahtes und der Schatten des Schattendrahtes aufeinanderfallen. Abb.1b) zeigt nun, wie man den Winkel feststellen kann, unter dem die Strahlen vom Objekt ausgehen. Wenn auf das Objekt scharfgestellt ist und Bild und Schattenbild zusammenfallen, treffen nur Strahlen, die unter einem ganz bestimmten Winkel vom Objekt ausgehen, das Schattenobjekt. Wenn die Beleuchtungsapertur sehr klein ist, so daß von vorneherein angenähert nur Strahlen einer einzigen Richtung zum Zustandekommen des Bildes beitragen, so wirft das Schattenobjekt einen scharfen Schatten. Da der Winkel, um den das Magnetfeld ablenkt, nur sehr klein ist - bei uns im Maximum mit $\bar{H}$=11 Gmm (Abkürzung für Gauß·Millimeter) nur 9 Winkelminuten - ist der Fehler, den man damit macht, daß die Strahlen in Wirklichkeit auf einer gekrümmten Bahn vor dem Objekt verlaufen und nicht eigent-

lich vom Objekt ausgehen, sehr klein (11).

Schaltet man das Magnetfeld ein, so bleibt das Bild des Objektdrahtes an derselben Stelle wie ohne Magnetfeld, der Schatten des Schattendrahtes verschiebt sich jedoch um Δy_B (in Abb.2 dargestellt), was nach (5) ein Maß für den Ablenkwinkel φ und damit für $\bar{H}$ ist. Die Zuordnung der Schattenablenkung zu einem bestimmten Punkt der Objektebene geschieht auf Grund folgender Überlegung: Die Strahlen, deren Ablenkung durch Δy_B gemessen wird, kommen in Abb.2 von der um Δy_o vom Objektdraht entfernten Stelle. Δy_B und Δy_o sind über die Vergrößerung V aufeinander bezogen: $\Delta y_B = V \cdot \Delta y_o$. Will man das Wegintegral $\bar{H}$ für die Stelle des Objektdrahtes selbst bestimmen, so kann man den Objektdraht mit Feld in der Objektebene solange verschieben, bis sich die beiden Bilder auch bei anliegendem Feld wieder decken. Die dazu nötige Verschiebung Δy_o bzw. $V \cdot \Delta y_o = \Delta y_B$ gibt dann das Maß für den Ablenkwinkel φ an der untersuchten Objektstelle selbst.

Zwischen φ, $\bar{H}$ und der Verschiebung Δy_B besteht nach (5) die Beziehung

((1)) $$\Delta y_B = \frac{b-c}{c-f} \cdot f \cdot \operatorname{tg}\varphi = \frac{b-c+f-f}{c-f} \cdot f \cdot \operatorname{tg}\varphi = (V_{s1}-1) \cdot f \cdot \operatorname{tg}\varphi$$

((2)) $$\operatorname{tg}\varphi = \frac{e}{mv} \left| \int_{\mathcal{L}} \mathfrak{H} \times d\mathfrak{s} \right| = \sqrt{\frac{e}{2mU}} \cdot \bar{H} \quad \text{mit } \mathcal{L} = \text{Elektronenbahn}$$

wobei b,c wie in Abb.2 zu verstehen sind, f die Brennweite des Objektivs ist und $V_{s1} = \frac{b-f}{c-f}$ die Vergrößerung des Schattenobjekts bei Zentralprojektion vom Brennpunkt aus bei parallelem Strahleinfall ohne oder mit homogenem Magnetfeld in der Objektebene bedeutet. Diese Vergrößerung V_{s1} läßt sich bei bekannter Schattendrahtdicke leicht messen. Δy_B ist die Schattenverschiebung auf dem Endbildleuchtschirm ohne oder mit homogenem Feld, U ist die Strahlspannung, e/m die spezifische Elektronenladung, v die Geschwindigkeit der Elektronen, $\bar{H}$ das Wegintegral $\left| \int_{\mathcal{L}} \mathfrak{H} \times d\mathfrak{s} \right|$ integriert über die Elektronenbahn $\mathcal{L}$ (im cgs-System gleich $\left| \int_{\mathcal{L}} \mathfrak{H} \times d\mathfrak{s} \right|$). Verwendet man eine zwei oder mehrstufige Abbildung, so ist einfach noch mit der Projektivvergrößerung V_{pr} zu multiplizieren, so daß sich

schließlich ergibt:

3)) $$\Delta y_B = f(V_s - V_{pr}) \operatorname{tg} \varphi$$

wobei V_s die Vergrößerung des Schattenobjekts auf dem Endbildleuchtschirm ohne oder mit homogenem Feld in der Objektebene, V_{pr} die Projektivvergrößerung und f die Objektivbrennweite ist.

Berücksichtigt man, daß die Strahlquelle im Endlichen liegt, so erhält man durch ähnliche Umformungen wie oben aus der Beziehung, die für diesen Fall in (5) abgeleitet wurde,

$$\Delta y_B = f(V_s - V_{pr}) \cdot \frac{b-f'}{b-f} \cdot \operatorname{tg} \varphi$$

wobei f' die Bildweite bei der Abbildung der im Endlichen liegenden Strahlenquelle ist, f die Brennweite des Objektivs und alles Übrige wie oben. Bei uns macht die Berücksichtigung dieser Beziehung nur eine Korrektur von weniger als 0,3%, weshalb wir diese nicht berücksichtigen. Auch relativistische Korrekturen sollen hier übergangen werden, was in dem Spannungsbereich bis 20 kVolt höchstens einen Fehler von 1% ausmacht, wenn man die Beziehung für die Krümmung der Elektronenbahn im rein magnetischen Feld benutzt, die bei Glaser (27,S.128) wiedergegeben ist.

Im folgenden benutzen wir die Möglichkeit der Zerlegung des wirksamen Feldes in Komponenten einfach durch Änderung der Richtung des Schattendrahtes, worauf auch in früheren Arbeiten (5) schon hingewiesen wurde. Was damit gemeint ist, sei anhand von Abb.3 erklärt. Ein schräg stehendes homogenes Feld im Objektraum ist in Abb.3 zerlegt in eine Komponente senkrecht zum Schattendraht H_y und eine Komponente parallel zum Schattendraht H_x. Die übrige Anordnung ist wie in Abb.2, der Schattendraht steht in Richtung der x_s-Achse. Die zum Schattendraht parallele Komponente H_x bewirkt eine Strahlablenkung φ in y_B-Richtung senkrecht zur Richtung des Schattendrahtes und damit die Ablenkung Δy_B. Die schattenwerfende Strahlenfläche ist hier eine Ebene, die um den Winkel φ gegen die $x_o z$-Ebene

geneigt ist. Die Komponente H_y senkrecht zum Schattendraht bewirkt nur eine Strahlablenkung in Richtung des Schattendrahtes, verschiebt also nur die schattenwerfenden Strahlen innerhalb derselben schattenwerfenden Strahlenfläche, verursacht aber keine Verschiebung des Schattenbildes selbst. Nur Schatten von Schmutz auf dem Schattendraht sieht man bei Zunahme dieser Komponente über das Bild wandern. Die Ablenkung senkrecht zum Schattendraht ist also stets eine Verschiebung entsprechend der zum Schattendraht parallelen $\bar{H}$-Komponente. Damit ist also eine Zerlegung des Wegintegrals $\bar{H}$ in beliebige Komponenten möglich je nach Einstellung der Richtung des Schattendrahtes. Zu diesem Zweck ist die Möglichkeit zur Drehung des Schattenobjekts in der $x_s y_s$-Ebene vorgesehen.

Für die Erörterung der Fragen der Meßgenauigkeit und der Auflösung in den folgenden Abschnitten interessiert es, wie die Schattenunschärfe entsteht und wie klein man sie halten kann. Die Schattenunschärfe ist durch die Beleuchtungsapertur β bedingt (13). Dies zeigt die Abb.4. Die von der Kathode kommenden Strahlen schneiden sich unter dem Winkel 2β. Das bewirkt, daß durch jeden Punkt des Schattenobjekts Strahlenbündel von endlichem Öffnungswinkel δ gehen. Zwischen β und δ besteht die Beziehung $f \cdot \operatorname{tg}\beta = (c-f)\operatorname{tg}\delta$ (13). Die Unschärfe auf dem Endbildleuchtschirm bei Nachvergrößerung mit einem Projektiv ist dann

((4)) $$\Delta = 2V_{pr}(b-c)\operatorname{tg}\delta = 2fV_{pr}\cdot\frac{b-c}{c-f}\operatorname{tg}\beta = 2f(V_s - V_{pr})\operatorname{tg}\beta$$

mit einer ähnlichen Umformung wie in Beziehung ((1)) bzw. ((3)) und denselben Bedeutungen der einzelnen Größen. Damit läßt sich aus der Schattenunschärfe Δ die Beleuchtungsapertur β bestimmen oder aus der Beleuchtungsapertur die zu erwartende Unschärfe.

§ 2.3 Methode der Eichung, Meßgenauigkeit und maximale Empfindlichkeit

Das oben beschriebene Gerät wird benutzt zur Messung des Wegintegrals $\bar{H}$ mit Hilfe einer Verschiebung Δy_B bzw. Δx_B. Nach ((2)) und ((3)) braucht man dazu die Schattenobjektver-

größerung V_s, die Kathodenspannung U_k, die Objektivbrennweite f und die Projektivvergrößerung V_{pr}. V_{pr} wurde in (9) bestimmt, V_s ergibt sich aus der Schattenobjektgröße und der Schattenabmessung im feldfreien Fall. f wurde für verschiedene Scharfstellspannungen U_s und Kathodenspannungen U_k nach der Methode von Everitt und Hanßen (14) bestimmt und über $R=U_s \cdot 100/U_k$ % aufgetragen (Abb.5). Die Spannungen U_s und U_k, die man braucht, um aus dieser Kurve f zu entnehmen, wurden mit einem Röhrenvoltmeter gemessen und können über eine Eichkurve jeweils aus Meßgeräteablesungen bzw. Einstellungen am Gerät ermittelt werden.

Die Genauigkeit, mit der $\bar{H}$ bestimmt werden kann, hängt ab von Fehlern in der Messung der Spannungen ΔU_k und ΔU_s, von Fehlern der Brennweitenbestimmung Δf, die sich zusammensetzen aus Meßfehlern und aus Abweichungen durch den Öffnungsfehler; weiter hängt die Genauigkeit von $\bar{H}$ ab von Fehlern in der Projektivvergrößerung ΔV_{pr} und der Schattenobjektvergrößerung ΔV_s und von Fehlern in der Messung von Δy_B. Es gilt die Beziehung:

((5))
$$\frac{\Delta \bar{H}}{\bar{H}} = \pm \sqrt{\frac{(\Delta V_{pr})^2 + (\Delta V_s)^2}{(V_s - V_{pr})^2} + \left(\frac{\Delta(\Delta y_B)}{\Delta y_B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_s \cdot 100}{U_k \cdot f} \frac{\partial f}{\partial R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_k}{U_k}\right)^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{R}{f}\frac{\partial f}{\partial R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2}$$

Hierbei ist $\partial f/\partial R$ die Steigung der fR-Kurve in Abb.5. Diese ist maximal 0,614 mm/%. $\Delta f/f$ ist der relative Fehler der Brennweite des Objektivs, der sich zusammensetzt aus Meßfehler und Abweichungen durch den Öffnungsfehler. Der Meßfehler bei der Bestimmung der Brennweite ist $\pm$1,5%. Die Abweichungen durch den Öffnungsfehler sind nach Anhang 2 etwa 0,14 mm bei f=6,25 mm also 2,25%. Durch Zusammenfassen dieser beiden Fehler erhält man $\Delta f/f \leq \pm 3\%$. Die Öffnungsfehlerbestimmung bei f=12 mm und die zugehörige Auswertung wie in Anhang 2 für diesen Fall zeigen, daß auch bei f=12 mm die Abweichung durch den Öffnungsfehler höchstens 2,5% beträgt.

Bei der oben angegebenen Methode der Bestimmung von U_k und U_s muß man mit Fehlern von 5 % bei der Angabe der Hochspannung U_k rechnen; U_s läßt sich auf $\pm$50 Volt genau bestimmen. Die Genauigkeit von V_s und Δy_B ist begrenzt durch die Schattenrandunschärfe. Der Fehler dieser beiden Größen beträgt, wenn

man bei sehr starker Vergrößerung arbeitet und nur kleine Auslenkungen betrachtet, bis zu 10%. Im gewöhnlich benutzten Bereich muß man mit 5% Fehler dieser beiden Größen rechnen, und bei großen Auslenkungen können die Fehler dieser Größen heruntergehen bis zu 1%. ΔV_{pr} ist gegen ΔV_s vernachlässigbar. Der normale Arbeitsbereich in R liegt bei 14% mit f=9 mm und bei U_k=15 kVolt. Mit diesen Voraussetzungen kommt man zu einem Gesamtfehler in $\bar{H}$

bei Arbeiten mit starker Schattenunschärfe: von $\pm$16%
bei $\pm$5% Fehler in V_s und Δy_B: von $\pm$11%
bei $\pm$1% Fehler in V_s und Δy_B: von $\pm$8,5%.

Aus Beziehung ((5)) sieht man auch, daß der Fehler zunehmen muß, wenn man bei kleinerer Brennweite arbeitet, weil dann sowohl die Schattenunschärfe größer wird und somit die ersten beiden Glieder unter der Wurzel und ebenso das dritte Glied unter der Wurzel. Bei kleinster Brennweite von 5,3 mm muß man so mit einem Fehler bis zu 20% rechnen.

Zur Kontrolle der obigen Methode der Eichung für verschiedene Spannungen U_k und U_s, verschiedener Schattenobjektstellungen und verschiedener Projektive wird die so bestimmte Empfindlichkeit mit Hilfe einer Spule mit Querschlitz nachgemessen. Die dabei gefundenen Abweichungen werden als Fehlermaß mit obigen Fehlerüberlegungen verglichen.

Für eine solche Spule mit Schlitz läßt sich $\bar{H}$ für einen Strahl durch die Schlitzmitte senkrecht zur Spulenachse berechnen, und zwar auch in Abhängigkeit von der Verschiebung z längs der Spulenachse (siehe Anhang 1). Ist 2L die Länge der geschlitzten Spule, 2d die Breite des Querschlitzes, z die Koordinate des Strahls längs der Spulenachse (Nullpunkt in Schlitzmitte), I der Spulenstrom, n die Zahl der Windungen pro cm, a der Spulenradius, so ist für einen Strahl, der die Spulenachse schneidet, $\bar{H}(z)$ gegeben durch

(6))
$$\bar{H}(z) = \frac{4\pi I \cdot n}{10}\left[2(L-d) - \sqrt{(L-z)^2+a^2} - \sqrt{(L+z)^2+a^2} + \sqrt{(d-z)^2+a^2} + \sqrt{(d+z)^2+a^2}\right]$$

Für I=1A, n=44,5 Wdg/cm, a=2,5 mm, L=11,5 mm, d=1,5 mm ergibt sich damit

z=0,0	0,25	0,5	1,0	mm
$\bar{H}$=127,0	129,0	131,5	142,0	Gmm

Man sieht also, daß bei Änderungen in z aus der Symmetrielage z=0 um 0,25 mm mit Änderungen in $\bar{H}$ bis zu 1,5% in der Spule zu rechnen ist. Die Änderung von $\bar{H}$ mit einer Koordinate senkrecht zur Achse ist in Strenge nur numerisch zu rechnen. Bei einer Verschiebung obiger Spule um 0,25 mm aus der Mitte senkrecht zur Spulenachse nimmt die Weglänge innerhalb der Spule um 0,5% ab. Mit Hilfe der Tabelle (30) findet man, daß H_z mit dem Abstand 0,25 mm von der Achse um 0,45% abnimmt. Das Integral $\bar{H}(x=0)$ von Gleichung ((6)) läßt sich in dem betrachteten Fall auf 2% genau einfach mit der Beziehung bestimmen: Wegintegral $\bar{H}$ = maximale Feldstärke H_{max} in der Spule mal Weg s der Elektronen in der Spule. Nimmt man diese Beziehung als angenäherten funktionalen Zusammenhang zur Berechnung von $\bar{H}$, so erhält man eine einfache Möglichkeit zur Bestimmung des relativen Größtfehlers des Integrals $\bar{H}$ bei Änderung von x aus der Symmetrielage x=0, nämlich

$$\Delta\bar{H}/\bar{H} \leq |\Delta s/s| + |\Delta H_{max}/H_{max}|.$$

Damit ist bei Verschiebung in x-Richtung um 0,25 mm von der Achse weg mit einem Größtfehler in $\bar{H}$ von 1% zu rechnen. Die berechnete Größe $\bar{H}$ für die geschlitzte Spule ist dann innerhalb der leicht justierbaren Mitte des Querschlitzes bei Verschiebungen um $\pm$0,25 mm nach allen Seiten bis auf einen Größtfehler von $\pm$2,5% bestimmt.

Messung dieser so bis auf etwa 2,5% gegebenen Größe mit dem oben beschriebenen Meßvorgang ergab maximale Abweichungen bis zu 20%, wenn man alle Parameter veränderte und auch große Schattenunschärfen zuließ. Das entspricht ziemlich genau den oben für diesen Fall abgeschätzten Fehlergrenzen. Nimmt man nur schwache Vergrößerung und große Auslenkungen, wie wir sie im zweiten Teil zur Messung benutzen, so ergeben sich nur maximale Abweichungen von 10%, was ebenfalls für diesen Fall den Abschätzungen oben entspricht. Die Genauigkeit innerhalb einer Meßreihe, bei der sich U_s,U_k und damit f,V_s nicht ändern, ist lediglich bedingt durch die Genauigkeit, mit der man auf der Platte Δy_B messen kann, was bei scharfem Schatten leicht mit $\pm$0,2 mm möglich ist. Bei Auslenkungen

von 20 mm ist das 1%, was sich in der geringen Streuung der Meßpunkte um die Kurven bemerkbar macht (z.B.Abb.23).

In die Genauigkeit geht sehr wesentlich die Schattenunschärfe ein. Wie oben diskutiert, hängt sie von der Beleuchtungsapertur und der Vergrößerung V_s ab. Wenn man unter Empfindlichkeit den Faktor $f(V_s-V_{pr})\sqrt{\frac{e}{2mU}}$ versteht, welche die Schattenverschiebung in mm pro 1 Gcm angibt, so ergibt sich aus der Beziehung ((3)) und ((4)), daß bei Vergrößerung der Empfindlichkeit durch die Zunahme von V_s oder f bei konstant gehaltener Spannung auch die Unschärfe zunimmt.Deshalb muß man zum Vergleich der Unschärfen diese bei etwa gleicher Empfindlichkeit angeben. Mit einer Haarnadelkathode ergibt sich bei einer Empfindlichkeit von 32,3 mm/Gcm eine Unschärfe von 6,5 mm, mit einer Spitzenkathode ergibt sich bei 33,5 mm/Gcm eine Unschärfe von 0,8 mm. Somit brachte der Übergang zur Spitzenkathode eine Verringerung der Unschärfe auf etwa ein Achtel, bei gleichzeitiger Verringerung des Strahlstroms für die gleiche Helligkeit.

Die maximale Empfindlichkeit, die mit der geschlitzten Spule gemessen werden konnte, war 251 mm/Gcm. Die Schattenunschärfe war in diesem Fall 7 mm. Wenn man die Schattenkante photometriert, so kann man hier leicht auf 0,5 mm genau messen. Dann kann man 0,002 Gcm noch ablesen. Wollte man die Empfindlichkeit noch höher treiben, so könnte man die Apertur noch weiter verkleinern, etwa mit einem Doppelkondensor auf 10^{-6}. Man könnte so noch einen Faktor 10 bis 40 an Empfindlichkeit gewinnen, also noch Bruchteile von 10^{-4} Gcm ablesen.

Durch entsprechende Einstellung der Höhe des Schattenobjekts und der Spannungen kann man diese durch die Schattenunschärfe bedingte Grenzempfindlichkeit bei allen Vergrößerungen erreichen.

§ 2.4 Magnetisches Auflösungsvermögen

Im folgenden unterscheiden wir eine prinzipielle Grenze des Auflösungsvermögens und eine apparativ bedingte Grenze der

Auflösung wegen der Schattenunschärfe.

Nach Wohlleben (15) und Cohen (16) gibt es eine "klassische" Grenze des Auflösungsvermögens von magnetischen Feldinhomogenitäten mit Strahlen von Teilchen der Ladung q. Diese Grenze folgt aus der Unschärferelation $\Delta y_o \cdot \Delta P_{y_o}(y_o) \geq h$ für die Ortsunschärfe Δy_o und die Impulsunschärfe ΔP_{y_o}. Wir legen die Geometrie der Abb.3 zugrunde, wobei wir das Feld jedoch in diesem Fall als inhomogen betrachten wollen. Für den Impuls erhalten wir dann

$$P_{y_o}(y_o) = -\frac{q}{c}\left|\int_o^t \mathfrak{H} \times w \, dt\right|_{y_o} = -\frac{q}{c}\int_{-\infty}^{+\infty} H_x(y_o, z)\,dz = -\frac{q}{c}\,\bar{H}_x(y_o).$$

Die Schattenkante gibt nun gleichzeitig ein Maß für den Ort y_o und den Impuls $P_{y_o}(y_o)$. Also gilt dafür die Unschärferelation in der Form $\Delta y_o \cdot \Delta \bar{H}_x \geq h \cdot c/|q| = 4{,}14 \cdot 10^{-7}$ cmGcm (für Elektronenstrahlen). Hierbei ist h das Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und q die Ladung der Teilchen. Das bedeutet bei einer Ortsunschärfe von $\Delta y_o = 0{,}1\,\mu m$ eine Unschärfe im Integral $\bar{H}_x$ von $\Delta \bar{H}_x = 0{,}41$ Gmm. Das wäre also die kleinste Änderung $\Delta \bar{H}_x$, die man zwischen zwei Δy_o entfernten Stellen bei rein geometrisch optischer Behandlung noch feststellen kann. Wie man über diese Grenze unter Beachtung der Wellennatur der Elektronen noch hinauskommen kann, ist bei Wohlleben (15) angedeutet. Eine solche kleinste Änderung $\Delta \bar{H}_x$, die man zwischen zwei Δy_o entfernten Stellen noch feststellen kann, wollen wir magnetisches Auflösungsvermögen nennen. Man muß dazu also die beiden Gröeßen $\Delta \bar{H}_x$ und Δy_o angeben.

Auch die Unschärfe des Schattens auf der Photoplatte bewirkt eine Grenze des Auflösungsvermögens. Diese wollen wir nun in folgender Weise fassen: Aus dem Ort der Schattenkante im Bild entnimmt man zwei Informationen, eine bezüglich der Größe y_o, d.h. bezüglich des Ortes, für den $\bar{H}_x$ gemessen wird, und eine bezüglich der Größe $\bar{H}_x(y_o)$. Die durch die Unschärfe Δ bewirkte Grenze des Auflösungsvermögens des Verlaufs von $\bar{H}_x$ beeinflußt somit beide Größen. Die Grenze bezüglich der Auflösung des Ortes y_o sei mit Δy_o bezeichnet, die Grenze bezüglich der Auflösung des Wegintegrals sei $\Delta \bar{H}$. Werden diese Grenzen durch

die Schattenunschärfe verursacht, so hängen sie über die magnetische Empfindlichkeit in folgender Weise zusammen:

$$\Delta \bar{H} = \frac{V \cdot \Delta_y \sqrt{2mU}}{f(V_s - V_{pr})\sqrt{e}}$$

Δy_o gibt an, wie weit zwei Stellen mit verschiedenem $\bar{H}$ auseinanderliegen müssen, damit man sie als verschieden erkennen kann. Zunächst nehmen wir an, daß die Schattenunschärfe durch den $\bar{H}$-Verlauf nicht geändert wird. Zwei benachbarte kleine Zacken in $\bar{H}$ im Abstand Δ/V auf dem Objekt müßten sich also in zwei verschiedenen Schattenverzerrungen in der Entfernung der Schattenunschärfe Δ auf der Platte äußern. Dann geht aber gerade der unscharfe Rand des Schattenobjekts der einen Schattenverzerrung in den unscharfen Rand der anderen Schattenverzerrung über.

Nun müssen wir noch berücksichtigen, daß die Schattenunschärfe von $d\bar{H}/dx_o$ abhängt. Wenn die Schattenunschärfe ohne angelegtes Feld Δ ist und die Schattenunschärfe mit angelegtem Feld Δ', so gilt

(7)) $$\Delta' = \Delta \cdot \frac{1}{1 - \frac{f(V_s - V_{pr})\sqrt{e}}{V\sqrt{2mU}} \cdot \frac{d\bar{H}}{dx_o}}$$

Das läßt sich am einfachsten verstehen anhand der quantitativen Auswertemethode § 3.8 und Abb.22 a),b). Wenn in Abb.22 b) die $\bar{H}_y(x_o)$-Kurve die Steigung $d\bar{H}_y/dx_o$ hat und die Schattenbreite ohne Feld $\Delta x_s'^{o}$ ist, $\Delta x_s'^{1}$ die Schattenbreite mit Feld, die Steigung der Geraden $tg\alpha$ ist, dann gilt

$$(\Delta x_s'^{o} - \Delta x_s'^{1}) tg\alpha = -\Delta x_s'^{1} \cdot \frac{d\bar{H}y}{dx_o} \quad \text{mit } tg\alpha = \frac{V\sqrt{2mU}}{f(V_s - V_{pr})\sqrt{e}} \cdot$$

Was für die gesamte Schattenbreite gilt, gilt auch für die Schattenunschärfe, also gilt hierfür

$$(\Delta - \Delta') tg\alpha = -\Delta' \cdot \frac{d\bar{H}_y}{dx_o}$$

woraus ((7)) folgt. Dasselbe gilt für $d\bar{H}_x/dy_o$ mit den entsprechenden Größen. Aus Gl.((7)) oder anschaulich aus Abb.22 a),b) und Abb.13 und Abb.14 sieht man, daß es Stellen gibt, an denen

der Schatten sehr schmal und scharf wird, nämlich dort, wo die Steigung $d\bar{H}_y/dx_o$ groß wird. Das heißt: sind die oben genannten Zacken in $\bar{H}$ genügend groß, so wird die zugehörige Schattenunschärfe sehr klein und damit werden auch näher beisammen liegende Zacken noch trennbar. Zur Angabe der durch die Schattenunschärfe bewirkten Auflösungsgrenze genügt es also, die Schattenunschärfe für den gemessenen Fall anzugeben. Aus dieser kann man sich dann alles übrige bestimmen, wenn die magnetische Empfindlichkeit bekannt ist. Das Auflösungsvermögen ist also definiert durch die Größe Δ/V der Schattenunschärfe Δ bezogen auf die Objektebene bzw. durch die Größe

$$\Delta\bar{H} = \frac{\Delta\sqrt{2mU}}{f(V_s - V_{pr})\sqrt{e}} \cdot$$

Damit ergibt sich für den obigen Fall bei einer Unschärfe von 0,8 mm bei 1400 facher Vergrößerung eine Auflösung von Δy_o=5700 AE und $\Delta\bar{H}$=0,8/33,5 Gcm =0,025 Gcm. Das ist etwa das 3,5 fache der nach Wohlleben (15) berechneten prinzipiellen Grenze der Auflsöung. Beim Durchgang durch Null ist die Steigung häufig sehr groß, etwa 200,0 Gcm/mm. Dann wird die Schattenunschärfe sehr viel kleiner, so daß man hier bereits in den Bereich der Auflösungsgrenze bei Wohlleben (15) kommt.

Von der hier diskutierten Auflösung ist zu unterscheiden die Tiefenauflösung. Das ist die Frage, um wieviel Grad man den runden Kristall drehen muß, um verschiedene Flächenladungen auf dem Kristall unterscheiden zu können. Diese Frage wird in § 3.12 diskutiert.

§ 2.5 Zusammenfassung des ersten Teils

Gegenüber früheren Geräten der elektronenoptischen Schattenmethode ist das hier beschriebene zweistufige Gerät in folgenden Punkten wesentlich verbessert.

1) Das Gerät gestattet, zu höheren Spannungen, bis 60 kV, überzugehen.
2) Die Vergrößerung läßt sich in Stufen von 100x (zur Übersichtsabbildung) bis zu 16 000 x ändern.
3) Durch einfache Linsenumschaltungen kann man zur Zentralprojektion übergehen.

4) Durch Verwendung eines Mikroskopobjektivs mit kleinem Öffnungsfehler wird ein größeres Auflösungsvermögen bezüglich der Abbildung erreicht.

5) Die magnetische Empfindlichkeit läßt sich in sehr weitem Bereich getrennt von der Vergrößerung dem Problem anpassen.

6) Durch Verkleinern der Beleuchtungsapertur durch eine Hibikathode ist das magnetische Auflösungsvermögen z.T. bis zur theoretischen Grenze verbessert.

7) Eine einfache Möglichkeit zur Zerlegung des $W_e$gintegrals in Komponenten ist vorgesehen.

8) Das Wegintegral $\bar{H}$ kann mit Meßgenauigkeiten von besser als 10% gemessen werden, wozu eine einfache Meßmethode erarbeitet wurde, die auch an einem anderweitig bekannten Meßobjekt geprüft wurde.

§ 3 Messung von Streufeldern über ferromagnetischen Bereichsgrenzen

Mit dem oben beschriebenen Gerät können magnetische Mikrofelder gemessen werden. Solche Felder sind z.B. die Streufelder über ferromagnetischen Bereichsgrenzen. Der Grundgedanke bei der Messung solcher Felder ist folgender: Man nimmt einen Kristall mit regelmäßig angeordneten Bereichen, deren Wände senkrecht zur Achse stehen (Abb.6). Schießt man nun an diesen Wänden mit einem Elektronenstrahl entlang, so wird das Streufeld über diesen Wänden den Elektronenstrahl beeinflussen. Die Art der Beeinflussung läßt sich dann an der Verzerrung des Schattenobjektschattens ablesen und quantitativ auswerten.

§ 3.1 Verwendete Kristalle, Herstellung der Kristalle, magnetische Grundstruktur dieser Kristalle

Wir benutzen im folgenden die gleichen Kristalle wie Spreen, die Spreen in (1) wie folgt beschreibt: In Abb.7 seien anschaulich die wichtigsten kristallographischen Richtungen und Ebenen des untersuchten Kristalltyps dargestellt. Richtungen senkrecht zur Stabachse und die zugehörigen Tangentialebenen beschreiben wir mit dem Azimutwinkel φ. Wir setzen für eine der $\langle 110 \rangle$-Richtungen bzw. Ebenen $\varphi=0$. (110)-Tangentialebenen sollen Hauptflächen heißen. Die Kristalle werden aus reinem Nickel (Ni-S; Vakuumschmelze AG, Hanau) nach Bridgman (17,18) im Vakuum gezogen. Sie werden dann 4-5 Stunden bei 1100°C im Vakuum geglüht, innerhalb von 3 Stunden langsam abgekühlt und nur mit einem Schwefelsäureelektrolyten (19) 5 Minuten elektropoliert, nicht mechanisch bearbeitet. Die Kristalle sind 70 mm lang, haben 4,1 mm Durchmesser und sind maximal 1° fehlorientiert.

Anhand der Bitteraufnahmen von Spreen (1)(Abb.8) soll kurz die magnetische Grundstruktur dieser Kristalle angegeben werden, die Spreen folgendermaßen beschreibt: Die Grundbereiche des $\langle 110 \rangle$-Kristalls bilden eine periodische "einfache Plattenstruktur". Jede Platte ist senkrecht zur Stabachse angeordnet und besteht aus nur einem Bereich, der

in der Remanenz alternierend in $\langle 111 \rangle$ oder $\langle 11\bar{1} \rangle$-Richtung magnetisiert ist; die Plattenbereiche werden durch $71^{\circ}(110)$-Wände getrennt. Eine Periode der Plattenstruktur umfaßt jeweils zwei Platten. Die Grundbereiche sind parallel zu den Hauptflächen ($\varphi = 0^{\circ}, 180^{\circ}$) magnetisiert. Eine Abschlußstruktur ist dort überflüssig. Deswegen sind die Hauptflächen im wesentlichen kolloidfrei; nur die $71^{\circ}(110)$-Wände zwischen den Grundbereichen sind als zarte, senkrecht zur Stabachse laufende Kolloidlinien zu erkennen. Jede zweite Blochwand wird außerhalb der Hauptflächen durch eine dicke Kolloidspur markiert. Diese dicken Linien laufen senkrecht zur Stabachse bis dicht an die Hauptflächen heran. Sie sind beiderseits der Hauptflächen um eine halbe Periode versetzt. Die zart gezeichneten Blochwandspuren auf den Hauptflächen gehen also abwechselnd auf der einen Seite der Hauptfläche in die dicke Kolloidspur über und versickern auf der anderen Seite in eine Feinstruktur (Abb.8). Dort sind sie nur noch als Symmetrale der Feinstruktur zu erkennen. Die Magnetisierungsrichtungen der Grundbereiche weisen auf den Hauptflächen jeweils von der dicken Kolloidspur auf der einen Seite hinüber zur entsprechenden Spur auf der anderen Seite der Hauptfläche.

§ 3.2 Problemstellung

Von diesen in § 3.1 beschriebenen Kristallen interessiert das Streufeld über den Blochwänden. Bei Voruntersuchungen stellte sich heraus, daß mit Ausnahme von $\varphi = 0^{\circ}, 180^{\circ} \pm 2^{\circ}$ dieses Streufeld stark genug ist, um mit der vorhandenen Anordnung gemessen zu werden, wobei die runden Kristalle die Messung für alle φ erlauben. Dabei ist ein weiterer Parameter das innere Feld H_i. Außerdem zeigte sich, daß die Streufelder, die den dicken Kolloidlinien außerhalb der Hauptflächen entsprechen, eine überraschende Struktur haben. Eine ganze Reihe von Arbeiten behandeln in letzter Zeit das Randwertproblem der Blochwand an der Oberfläche des Kristalles theoretisch (20,21,22,23,24) und experimentell (2,3,3a), und es ist bestimmt von nicht geringem Interesse, vom Experiment her einen quantitativen Zugang zu diesem neuartigen Verhalten einer Blochwand an der Oberfläche zu haben. Die Technik der Untersuchung solcher

Mikrofelder über runden Kristallen kann zugleich an diesem Problem entwickelt werden; später erscheint auch die Messung bei $\varphi = 0$ möglich.

Die Messung liefert zunächst nur den Verlauf von $\bar{H}$. Ein großer Teil der Aufgabe wird darin bestehen, aus dem Verlauf von $\bar{H}$ auf die Verteilung der magnetischen Polarisationsladungen zu schließen. Dabei kann ich mich stützen auf Vorarbeiten von Schwink (25), der Ladungsverteilungen auf zylinderförmigen Proben mit Polygonzügen angenähert hat. Aus der Ladungsverteilung ergibt sich dann der Feldstärkeverlauf bzw. die maximale Feldstärke, die Gesamtladung und der Gesamtfluß, der durch diese Ladungen umgelenkt wird.

§ 3.3 Halterung und magnetisches Joch

Zur Halterung und Magnetisierung des Kristalls wird ein Joch aus gewöhnlichem Eisen verwendet. Ein von einem Eisenrohr von 50 mm Außendurchmesser, 2,5 mm Wandstärke abgeschnittener Ring von 5,5 mm Breite ist auf zwei gegenüberliegenden Seiten mit Bohrungen von 4,2 mm versehen, in denen der Kristall drehbar gelagert wird. Senkrecht dazu sind in 2,6 mm Gewinden Lagerschrauben so eingepaßt, daß das Joch mitsamt Kristall um diese Achse gekippt werden kann (Abb.6 und 9). Dieser Ring ist mit 0,2 mm CuL Draht so bewickelt, daß die beiden Ringhälften Spulen bilden mit Nordpolen an der einen Auflagestelle des Kristalls im Joch und mit Südpolen an der gegenüberliegenden. Den Feldverlauf stellt Abb.10 mit Eisenpulver dar. Ausmessen mit einer Tangentialfeld-Hallsonde über dem Kristall zeigt, daß das Feld über dem mittleren Bereich des Kristalls in der Mitte des Rings auf einer Länge von etwa 1 cm auf 2% homogen ist. Das innere Feld H_i der Probe bei Magnetisierung durch das Joch wurde durch Extrapolation auf die Probenoberfläche gefunden und über eine Eichkurve mit dem Magnetisierungsstrom in Zusammenhang gebracht. Wechselfeldidealisierung ist dabei wegen der Remanenz des Eisenrings sehr wesentlich. Kristall und Joch sind an die in § 2.1 beschriebenen Verstellmöglichkeiten in der dort beschriebenen Weise angeschlossen, so daß der Kristall zur Einstellung des Winkels φ auf $\pm 2^{\circ}$ genau

um seine Achse gedreht werden kann und das ganze Joch mit Kristall senkrecht zur Kristallachse gekippt werden kann.

§ 3.4 Zuordnung der Ablenkungen zu den Kolloidlinien, Ausschalten der Wirkung von 180° Wänden

Zunächst wird mit schwacher Vergrößerung und mit defokussierter Abbildung gearbeitet, wozu an Stelle des Objektivs die Beugungslinse benützt wird. Dadurch wird auf einfache Weise ein Überblick über mehrere Bereiche zugleich möglich. Man erhält so Bilder wie Abb.11 und 12. Abb.11a) zeigt zwei starke und breite Auslenkungen von der Kristallkante weg mit dem Abstand einer Periode voneinander. Die dazwischenliegenden kleineren Zacken interessieren hier nicht. Der Kristallschatten ist hier dunkel. Abb.11b) zeigt an denselben Wänden nach einer Drehung des Kristalls um seine Achse um 10° Ablenkungen in entgegengesetzte Richtung. Ein Übergang wie zwischen Abb.11a) und b) geschieht immer wieder bei Beobachtung ohne äußeres Feld, und zwar an beliebigen nicht ausgezeichneten Stellen der Winkeleinstellung und ohne eine Symmetrieeigenschaft bei kleinen Winkelverstellungen von 10°. Diese Erscheinung läßt sich einer Anordnung der Magnetisierungsrichtungen zuschreiben, bei der in Teilen der in § 3.1 beschriebenen Platten 180° entgegengesetzte leichte Richtungen betätigt werden. Diese Teile der Platten sind dann durch 180° Wände voneinander getrennt, die auch mit Kolloid als sehr feine Linien beobachtet werden können. Diese teilweise in entgegengesetzter Richtung magnetisierten Platten lassen sich durch ein kleines Zugfeld von 2 Oe in Platten von einheitlicher Magnetisierung verwandeln. Im Elektronenmikroskop kann man sehen, wie bei angelegtem Zugfeld diese Auslenkungen umspringen in solche von nur einer bestimmten Art, je nach Vorzeichen des Zugfeldes. Auch durch Beobachtung mit Kolloid direkt in der Halterung des Elektronenmikroskops, die zu diesem Zweck ausgebaut werden kann, lassen sich solche Wände sichtbar machen.

Die Auslenkungen selbst sollen nun den Kolloidlinien von Abb.8 zugeordnet werden. Das geschieht zunächst durch Ausmessen der Zwischenräume zwischen den starken und breiten Auslenkungen.

Diese entsprechen genau den Entfernungen zwischen den dicken Kolloidlinien. Außerdem wird das Verhalten dieser Ablenkungen bei Drehung des Kristalls um seine Achse beobachtet. Abb.12 zeigt die defokussierte Übersichtsabbildung bei verschiedenen Winkelstellungen φ dieser Drehung. Die Erscheinungen von Abb.11a) und b) lassen sich durch ein Zugfeld beseitigen, H_i=2,7 Oe. Die Bilder in Abb.12 sind photographische Negative, der Kristallschatten ist also hell. Man sieht, daß an den zwei 180° gegenüberliegenden Stellen φ=0° und φ=180° die Auslenkungen kleiner sind und genau dazwischen andere gleich große Auslenkungen vorhanden sind, die schon $\pm$3° vorher auftauchen, bzw. verschwinden. Das ist gerade ein Übergang in eine um eine halbe Periode versetzte periodische Struktur. Dies wird so gedeutet, daß an den Stellen mit der doppelten Anzahl der Auslenkungen mit den Elektronen in der in Abb.6 angedeuteten Weise den Wänden oder Bereichen einer Hauptfläche entlang geschossen wird. Aus Kolloidbildern ist bekannt, daß die dicken Kolloidlinien auf dieser Fläche zarter werden und sich dort um eine halbe Periode verschieben (§ 3.1, Abb.8).
Zur Kontrolle wurde der Kristall mit der im Elektronenmikroskop eingebauten Justiervorrichtung so eingestellt, daß die Stelle, bei der die Versetzung um eine halbe Periode auftrat, nach oben kam. Im geöffneten Elektronenmikroskop mit einem Lichtmikroskop aufgenommene Kolloidbilder dieser Stelle φ sicherten dann, daß die Hauptflächen tatsächlich den 180° gegenüberliegenden Stellen mit der doppelten Anzahl von Auslenkungen (Abb.12) zugeordnet werden können.

§ 3.5 Schattenverzerrungen

Geht man nun von Übersichtsabbildung zu stärkerer Vergrößerung über, bringt den Schattendraht ins Gesichtsfeld und fokussiert auf die Kristallkante, so zeigen sich Verzerrungen des entstehenden Schattens, wie sie in Abb.13 und 14 abgebildet sind. Bei einem senkrecht zur Oberfläche des Kristalls stehenden Schattendraht, der also das Wegintegral $\bar{H}_y$ mißt, welches wir im folgenden gewöhnlich Normalfeldintegral nennen wollen, obwohl nur die y-Komponente des Normalfeldes des Kristalls an

dem betreffenden Ort bei der Integration einen Beitrag liefert, so erhält man in der Nähe der Oberfläche in einem Bereich von 40 μm Breite eine Aufspaltung in drei Schatten, wie das in Abb. 13c) schematisch dargestellt ist. Die Mitten zweier solcher Aufspaltungen an der Kristalloberfläche liegen etwa 170 μm außeinander. Der Teil dieser Bereiche zwischen den Aufspaltungen zeigt nur eine schwache Schattenverschiebung durch Normalfelder. Beim Umpolen des äußeren Feldes verschwinden die Aufspaltungen des Schattenbildes an der Kristalloberfläche und man erhält einen einfachen Schatten, der an der Oberfläche des Kristalls schmäler wird, was Abb.13b) zeigt. Fährt man mit dem Schattenobjekt in den Bereich oberhalb der Brennebene des Objektivs, so kehrt sich diese Erscheinung um: die dreifachen Schatten erscheinen nun bei der Magnetfeldpolung, die vorher den einfachen, an der Oberfläche schmäler werdenden Schatten erzeugte und umgekehrt.

Bei einem parallel zur Oberfläche stehenden Schattendraht, der das "Tangentialfeldintegral" $\bar{H}_x$ mißt, erhält man eine Verzerrung nach Abb.14a). Beim Umpolen des äußeren Feldes kann man in der Nähe der engbegrenzten Stelle hier eine Aufspaltung in zwei Schatten erhalten, wie sie Abb.14b) zeigt.

§ 3.6 Qualitative Erklärung der Entstehung der Schattenverzerrungen durch Dipolfelder

Das Verhalten der Schattenverzerrungen kann man sich nach Schwink (26) anhand von Abb.15a-d) mittels geometrisch-optischer Strahlengänge klarmachen. In Abb.15a) und 15c) steht der Schattendraht und das ablenkende Feld senkrecht zur Oberfläche und zur Bildebene, das Objekt liegt in der Bildebene. In Abb.15a) sind die Nordpole oben, in Abb.15 c) sind sie unten.

Abb.15 a) zeigt, wie der dreifache Schatten des Schattenobjekts in der Nähe der Oberfläche entsteht. Damit eine solche Aufgabelung des Schattens entstehen kann, muß das Schattenobjekt an einer Stelle sein, wo sich Strahlen schneiden, die zu drei verschiedenen Bildpunkten gehören. Befinden sich an der Oberfläche des Kristalls sehr nahe beisammen zwei entgegen-

gesetzte Pole, so werden bei der Polanordnung von Abb.15a) die Elektronenstrahlen, die über diese Polanordnung fliegen, von der Mitte (=optische Achse) weg abgelenkt. Dann schneiden sich die symmetrisch zur Mitte liegenden Strahlen, da sie divergierenden Charakter haben, rechts der Brennebene F. Ein symmetrisch zur Mitte liegender dreifacher Schatten kann dann nur bei rechts der Brennebene F liegendem Schattenobjekt entstehen. (Der Schnittpunkt der schattenbildenden Strahlen des Mittelschattens liegt, wie in Abb.15 a) gezeichnet, im allgemeinen vor der Bildebene, höchstens in der Bildebene, was man sich anhand von Abb.22 klarmachen kann.)

Abb.15 c) zeigt, daß ein dreifacher Schatten bei rechts der Brennebene F liegendem Schattenobjekt und umgekehrter Polanordnung wie in Abb.15 a) nicht entstehen kann. Beim Umpolen werden nämlich die Strahlen zur Mitte hin abgelenkt. Sie erhalten dadurch konvergierenden Charakter und schneiden sich daher hinter der Linse links der Brennebene. Der dreifache Schatten entsteht also hier, wenn das Schattenobjekt links der Brennebene F liegt.

Ähnlich kann man sich das Verhalten der Schatten bei parallel zur Kristallkante stehendem Schattendraht an Abb.15 b) und 15 d) klarmachen. In diesen Abbildungen steht der Schattendraht, das Tangentialfeld und das Objekt parallel zueinander und senkrecht zur Bildebene. Die Bildebene entspricht der Mittelebene zwischen den Polen auf der Kristalloberfläche von Abb.15a) und c). In Abb.15 b) verläuft das Feld nach vorne (Nordpol unter der Bildebene) im Fall Abb.15 d) verläuft es nach hinten.

Abb.15 b) zeigt, daß bei dieser Polung durch das Tangentialfeld keine Schattenaufspaltung entstehen kann. Denn in diesem Fall erhalten die Strahlen durch die Abnahme des Feldes nach außen (von der Kristalloberfläche aus betrachtet) in dieser Ebene konvergenten Charakter und schneiden sich deshalb links der Brennebene F. In Abb.15 b) liegt aber das Schattenobjekt rechts der Brennebene. Beim Umpolen (Abb.15 d)) zeigt das Tangentialfeld eine Schattenaufspaltung bei rechts der Brennebene liegendem Schattenobjekt, denn die Neigung der

vorher parallelen Strahlen wird durch die Abnahme des Tangentialfeldes bei Zunahme der Entfernung von der Kristalloberfläche so, daß sie divergierenden Charakter haben, sich also hinter der Linse rechts der Brennebene F schneiden.

Zur Deutung der gesamten Schattenverzerrung beim Normalfeld, also auch des Zusammenlaufens der drei Schatten zu einem einfachen Schatten in größerer Entfernung von der Oberfläche, dient Abb.16 a),b) und Abb.17. Abb.16 a) zeigt die Aufspaltung an der Oberfläche des Kristalls. Die gestrichelte Linie deutet die Erfüllung der Abbildungsbedingung an. Ein stärkeres Normalfeld in der Nähe der Oberfläche gibt eine größere Aufspaltung. Abb.16 b) zeigt, wie bei Zunahme der Entfernung von der Oberfläche,also abnehmendem Normalfeld, andere Strahlen eine schwächere Schattenaufspaltung geben. Denkt man sich nun für die verschiedenen Ebenen vor dem Kristall die Aufspaltungen wie in Abb.16 bestimmt und räumlich voreinandergesetzt, so entsteht eine schattenwerfende Strahlenfläche, die in Abb.17 dargestellt ist. In Abb.17 ist auch berücksichtigt, daß das Tangentialfeld ebenfalls den Strahl ablenkt, was jedoch nach § 2.2 bei senkrecht zur Oberfläche stehendem Schattendraht zur Schattenablenkung nichts beiträgt. Nur die schattenwerfende Strahlenfläche wird anders. In ähnlicher Weise ist in Abb.18 die schattenwerfende Strahlenfläche bei parallel zur Oberfläche stehendem Schattendraht für die Schattenverzerrung durch das Dipoltangentialfeld dargestellt. Man beachte, daß in beiden Fällen, bei senkrecht und parallel zur Oberfläche stehendem Schattendraht alle Strahlen der Strahlenfläche den Schattendraht schneiden müssen, also an der Stelle des Schattendrahtes eine gerade Linie Schnittlinie der schattenwerfenden Strahlenfläche ist. Die Strahlenfläche ist eine windschiefe Regelfläche, deren eine Leitkurve eine Gerade, nämlich der Schattendraht, ist. Man sieht bei der Darstellung der Strahlenfläche in Abb.17 und 18 auch, wo die schattenwerfenden Strahlen am Objekt vorbeigegangen sind, welcher Stelle also ihre Ablenkung entspricht.

§ 3.7 Ausschluß einer anderen qualitativen Erklärung

Eine ähnliche Figur, wie die in Abb.13 dargestellte Verzerrung des Schattens, entsteht auch, wenn man einen Schattendraht in die Kaustik einer mit einem Öffnungsfehler behafteten Linse bringt. Abb.19 zeigt eine solche Kaustik für unser Objektiv bei einer Öffnungsfehlerkonstanten von 72,5 mm. Befindet sich in der inneren Kaustik ein Draht, so wirft er drei Schatten, wie in Abb.19 dargestellt. Da die Linse rotationssymmetrisch ist, wirft die Kaustik einen Schatten, den man sich durch Rotation um die Achse der Kaustik R=0 entstanden denken kann, also einen Ring mit Punkt in der Mitte. Außerdem wirft der Draht als ganzer einen Schatten, so daß das Bild Abb.19 b) entsteht.

Diese Erklärung für die Abb.13 scheidet aber aus verschiedenen Gründen aus. Zunächst ist die Kaustik des ~~des~~ Objektivs viel zu klein (siehe Anhang 2). Bei einem Öffnungsfehler von 72,5 mm, f=6,25 mm und einer Blendenöffnung von 0,5 mm Durchmesser hat die Kaustik in dem Bereich, in den der Draht kommen müßte, also in der Nähe der Kaustikspitze, höchstens 2000 AE Durchmesser. Ein Draht von 0,004 mm Durchmesser würde also gar nicht die Bedingung erfüllen können, die bei der Konstruktion des Bildes in Abb.19 b) vorausgesetzt ist, daß nämlich der Draht so dünn sein muß, daß noch Strahlen von der Kaustik neben ihm vorbeigehen können. Außerdem wäre dann nicht zu erklären, warum die"Kaustikfigur"immer an der Oberfläche des Kristalls auftritt und nicht irgendwo im Bild, wohin eben die Kaustikspitze abgebildet wird. Gegen eine Kaustikwirkung spricht auch, daß beim Umpolen des Magnetfeldes ein "positiver Öffnungsfehler" entsteht, daß also Randstrahlen sich weiter hinten schneiden als Strahlen, die der Achse näher liegen, was ~~xx~~ nach Abb.15 c) möglich sein muß. Ein solches Verhalten des Öffnungsfehlers ist aber nach Glaser (27) bei einer Elektronenlinse nicht möglich.

Die Erklärung mit Hilfe der Kaustik, die ähnliche aber nicht bis in die Einzelheiten des Verhaltens übereinstimmende Bilder erzeugen könnte, scheidet also aus. Die Schattenverzerrungen zeigen auf der Oberfläche des Kristalls beim Magnetisieren

dieselbe Periodizität wie die Kolloidlinien und sind durch Anlegen des Magnetfeldes und Wechselfeldidealisieren beeinflußbar. Das zeigt, daß die Entsteheung der Schattenverzerrungen durch Magnetfelder erklärt werden muß . Die Art der Verzerrung läßt sich in allen Einzelheiten nach § 3.6 mit Hilfe des dipolartigen Magnetfeldes verstehen. Deshalb legen wir diese Erklärung der Auswertung der Schattenverzerrungen zugrunde.

§ 3.8 Messung und quantitative Auswertung bezüglich $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$

Es soll nun beschrieben werden, wie man für jeden Punkt (x_o,y_o) der Objektebene das Tangentialfeldintegral $\bar{H}_x(x_o,y_o)$ und das Normalfeldintegral $\bar{H}_y(x_o,y_o)$ im ganzen Bereich vor dem Objekt messen kann.

§ 3.81 Messung und Auswertung des Tangentialfeldintegrals $\bar{H}_x$

Zur Messung des Tangentialfeldintegrals stellt man den drehbaren Schattendraht parallel zur Oberfläche des Kristalls. Zunächst soll nun die Bezugslinie gewonnen werden, von der aus die Schattenverzerrung Δy_B zu rechnen ist und die in Abb.21 b) mit a bezeichnet ist. Dazu nimmt man das Schattenobjekt bei so weit aus dem Gesichtsfeld herausgeschobenem Meßobjekt auf, daß der Schatten nicht mehr verzerrt wird. Man darf jedoch nicht zu weit herausfahren, da man dann wieder in Bereiche kommt, in denen wegen der Inhomogenität des Jochfeldes in einiger Entfernung von der Kristalloberfläche ein falsches Tangentialfeldintegral vorgetäuscht werden kann. Die richtige Einstellung kann man daran beurteilen, daß der Schatten bei Verschieben des Objekts in y-Richtung gerade anfängt, ruhig stehen zu bleiben und keine Verzerrungen mehr zeigt. Zur Gewinnung der Schattenverzerrung Δy_B verschiebt man den Kristall so weit, daß eine Schattenkante des Schattenobjekts irgendwo das Bild der Oberfläche des Kristalls berührt oder schneidet, und macht eine weitere Aufnahme auf dieselbe Platte. Abb.21 a) zeigt ein Bild mit Aufnahmen bei mehreren Stellungen des Objekts auf dieselbe Platte. Aus Abb.21 b) kann man sehen, wie man aus einer solchen Aufnahme x_o und Δy_B entnehmen kann. Aus dieser Größe bestimmt man $\bar{H}_x$ mit Hilfe der Beziehung

((8)) $$\bar{H}_x = \Delta y_B / \gamma \qquad \text{mit} \qquad \gamma = f(V_s - V_{pr}) \sqrt{\frac{e}{2mU}}$$

Die so erhaltenen Werte liefern dann den Verlauf von $\bar{H}_x(x_o)$ über der Kristallkante. Ein Beispiel eines so erhaltenen Verlaufs ist in Abb.20 dargestellt.

§ 3.82 Messungen zum Normalfeldintegral $\bar{H}_y$

Die zur Auswertung des Verlaufs der Normalkomponenten $\bar{H}_y$ notwendigen Größen gewinnt man in folgender Weise: Man stellt den drehbaren Schattendraht senkrecht zur Oberfläche des Kristalls und macht dann eine Aufnahmereihe auf dieselbe Photoplatte. Die Entstehung einer solchen Aufnahmereihe soll an Abb.22 a) schrittweise dargestellt werden.

Zunächst gewinnt man die Nulllinie und die Vergrößerung V_s, bzw. $\Delta x'_s$. Dazu nimmt man das Schattenobjekt bei so weit aus dem Gesichtsfeld herausgeschobenem Meßobjekt auf, daß die Streufelder des Meßobjekts sich auf den Schatten des Schattenobjekts nicht mehr auswirken (in Abb.22 a nicht gezeichnet).

Dann muß man die Wände parallel zum Strahl justieren. Hierzu schiebt man das Meßobjekt so in das Gesichtsfeld, daß eine symmetrische Schattenfigur entsteht. Man verstellt nun die Verkippung (Abb.6) so, daß die Maxima der sich ergebenden $\bar{H}_y$-Kurve möglichst hoch werden. Die Höhe dieser Maxima kontrolliert man durch Verschieben des Objekts aus dieser symmetrischen Lage und Beobachtung der Entfernung, bis zu welcher das kleine Bögchen sichtbar bleibt, welches in Abb.22 a) rechts schraffiert gezeichnet ist und das bei noch weiterem Herausschieben noch kleiner wird. Dieses Bögchen kommt durch die Stelle x_o der größten Schattenablenkung also dem größten $\bar{H}_y(x_o)$ zustande. Wenn diese Entfernung möglichst groß ist, sind die Maxima am größten. Das entspricht dann der besten Justierung der Wände parallel zum Strahl.

Nun macht man eine Aufnahmereihe auf dieselbe Photoplatte, auf die man oben die Nulllinie aufgenommen hat, und zwar zunächst eine Aufnahme bei der symmetrischen Stellung. Diese Stellung entspricht dem symmetrisch zum Nulldurchgang von $\bar{H}_y(x_o)$ liegenden Schattenobjekt. Verschiebt man nun das Objekt von

außen um die Strecke x'_s in Richtung der Achse des Kristalls, so entspricht das einer Schattenobjektverschiebung von ebenfalls x'_s bezogen auf die Objektebene. Bei dieser Stellung macht man eine weitere Aufnahme auf dieselbe Photoplatte, wobei man sich x'_s notiert. Solche Aufnahmen bei verschiedenen Verschiebungen x'_s kann man mehrere auf eine Platte machen.

Zur Auswertung benötigt man noch die Vergrößerung V. Zur Vergrößerungsbestimmung dient ein durch eine Unregelmäßigkeit auf der Oberfläche kenntlicher Punkt. Man stellt dazu die nötige Verschiebung dieses Punktes über das gesamte Gesichtsfeld mit Hilfe der Objektmikrometerverstellung fest. Aus der Größe dieser Verschiebung und der Größe des Gesichtsfeldes ergibt sich dann V. Die Bestimmung der übrigen Größen U_k, U_s, f, V_{pr} ist in § 2.3 schon besprochen.

§ 3.83 Auswertemethode zum Normalfeldintegral $\bar{H}_y$

Hier soll zunächst die Bestimmung der Koordinate x_o beschrieben werden und dann die Bestimmung von $\bar{H}_y(x_o)$.

Die Koordinate x_o bestimmt man in folgender Weise: Bei sehr steilem Nulldurchgang, den man daran erkennt, daß der mittlere Schattenzweig des symmetrischen dreifachen Schattens (Abb.13a) auf der Kristalloberfläche sehr spitz zuläuft, kann man x_o direkt aus der Platte entnehmen, wie es in Abb.22 a),b) dargestellt ist. Es ist dann $x_o = x_o^1$. Ist der Nulldurchgang nicht sehr steil, so ist der Schattenzweig in der Mitte und ebenso der schraffierte Schatten rechts in Abb.22 a) nicht, wie in Abb.22 a) skizziert, spitz zulaufend. Dann muß man x'_s aus der Objekttriebverstellung bestimmen oder, falls eine nichtmagnetische Unregelmäßigkeit auf der Oberfläche des Kristalls sichtbar ist, aus der Verschiebung dieser Unregelmäßigkeit auf der Platte. In diesem Fall ist die Differenz zwischen dem x'_s, das nach Abb.22 aus der Platte entnommen wird und dem Wert aus der Objekttriebverstellung von dem nach Abb.22 bestimmten x_o^1 abzuziehen, um das wirkliche x_o zu erhalten. Im folgenden nehmen wir zur Vereinfachung immer einen spitz zulaufenden Schatten an.

Zur Bestimmung des Normalfeldintegrals gibt es zwei Auswertemöglichkeiten, ein Verfahren, das $\bar{H}_y$ für jeden Punkt ausrechnet und ein graphisches Verfahren. Zur Berechnung von $\bar{H}_y$ für jeden Punkt braucht man Δx_B. Man erhält es aus Abb.22 mit den dortigen Meßgrößen, indem man sie wie folgt zusammenfaßt: $\Delta x_B = V(x_o^1 - x_s' + \Delta x_s'/2)$ für die zum Objektpunkt x_o^1 gehörige Schattenverschiebung. Daraus ergibt sich nach Division durch γ aus Beziehung ((8)) die Größe $\bar{H}_y(x_o^1)$.

Gegenüber diesem im Prinzip einfachen Verfahren der Bestimmung von $\bar{H}_y(x_o)$, bei dem mit den einzelnen Meßgrößen noch einfache Rechnungen durchzuführen sind, ist das folgende graphische Verfahren im wesentlichen dasselbe, jedoch in der Ausführung schneller und übersichtlicher und damit weniger fehleranfällig und liefert ohne oder mit weniger Rechnung sofort eine ganze Reihe von Punkten der Kurve $\bar{H}_y(x_o)$. Man beachte, daß in Beziehung ((3)), da hier die Ablenkung in x-Richtung erfolgt,

((9)) Δx_B anstelle von Δy_B zu schreiben ist, setzt $\Delta x_B = V(x_o - x_s')$ und dividiert durch den Faktor bei $\bar{H}_y(x_o)$, das man sich mit der Beziehung ((2)) in Beziehung ((3)) eingesetzt zu denken hat. So erhält man

((10))
$$\frac{V\sqrt{2mU}}{f(V_s - V_{pr})\sqrt{e}}\, x_o - \frac{V\sqrt{2mU}}{f(V_s - V_{pr})\sqrt{e}}\, x_s' = \bar{H}_y(x_o)$$

Hierbei ist V die Gesamtvergrößerung, V_s die Schattenobjektvergrößerung, V_{pr} die Projektivvergrößerung, f die Objektivbrennweite, U die Strahlspannung ($=U_k$), x_o die Koordinate längs der Achse des Objekts in der Objektebene, x_s' die Koordinate des Schattenobjekts senkrecht zur Richtung des Schattendrahtes, bezogen auf die Objektebene, mit dem Nullpunkt an der Stelle des Nulldurchgangs von $\bar{H}_y(x_o)$, $\bar{H}_y(x_o)$ die gesuchte Funktion. Setzt man $\sqrt{2m/e} = 33{,}7\ [\mathrm{Gmm \cdot V^{-0{,}5}}]$, so erhält man $\bar{H}_y$ in Gmm. x_o und x_s' sind dann auch in mm anzugeben.

Das Prinzip der graphischen Auswertemethode ist nun folgendes: Gleichung ((10)) ist eine Beziehung, die die Bedingung angibt für die Strahlen, die zur Entstehung des Schattens beitragen können. Ihre linke Seite ist die Gleichung einer Geraden, $A \cdot x_o - B$, und die rechte Seite eine zu bestimmende Funktion

$\bar{H}_y(x_o)$ von x_o. Die Schnittpunkte der Geraden mit der Kurve $\bar{H}_y(x_o)$ liegen an der Stelle x_o, an die die Schattenkanten des Schattenobjekts abgelenkt werden. Hat man eine Stelle $x_o=x_o^1$, wohin die Schattenkante abgelenkt wird, aus der Platte gewonnen, so ergibt die Gleichung der Geraden sofort den Punkt Ax_o^1-B und damit einen Punkt $\bar{H}_y(x_o^1)$ der Kurve $\bar{H}_y(x_o)$.

Die Ausführung der Auswertung werde nun anhand von Abb.22 a) und b) erklärt. Die Steigung der Geraden ist für eine Meßreihe, bei der $U_k, U_s, f, V, V_s, V_{pr}$ sich nicht ändert, aus Gleichung ((10)) bestimmbar. Nach Abb.22 b) ist dann mittels x_s' und $\Delta x_s'$ die Lage der beiden Geraden, die den Schnittkanten entsprechen, völlig bestimmt. Die x_o-Koordinate des Schnittpunkts dieser Geraden mit der Kurve $\bar{H}_y(x_o)$ ergibt sich als jeweilige Entfernung der zugehörigen Schattenkante vom verschobenen Symmetriepunkt (Abb.22a). Die zugehörige Ordinate der Geraden liefert dann einen Punkt der Kurve $\bar{H}_y(x_o)$ nach Abb.22b). Für weitere auszuwertende Punkte mit anderem x_s' braucht man nun nur die beiden Geraden an die x_s' entsprechende Stelle parallel verschieben und die Entfernungen der Schattenkanten vom verschobenen Symmetriepunkt nach Abb.22 b) eintragen.

Ein Vorteil dieser graphischen Lösung ist, daß man hier gleich die mehrfachen Schnittpunkte auf derselben Schattenkante einzeichnen kann. Man sieht hiermit auch leicht ein, daß je nach dem Verlauf von $\bar{H}_y$ und der Lage der Geraden die Gerade mit der Kurve $\bar{H}_y(x_o)$ einen oder mehrere Schnittpunkte haben kann. Auch das in § 2.4 benützte Schmäler-Werden des Schattens bei steilerem Verlauf von $\bar{H}_y(x_o)$ ist von dieser Konstruktion aus leicht verständlich; Man kann es direkt an den gestrichelten Linien der Abb.22 verfolgen.

Auf diese Weise erhält man also den wirklichen Gesamtverlauf von $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$ über einer Wand.

§ 3.9 Ergebnisse der Messung von $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$

Zunächst werden einige Kurvenauswertungen wiedergegeben, die die Auswirkung apparativer Einstellungen auf $\bar{H}_y(x_o)$ zeigen

sollen. Zunächst gibt eine der beiden Kurven Abb.24 a) die Reproduzierbarkeit bei verschiedenen Aufnahmeserien derselben Kristallstelle bei sonst gleichen Einstellungen am Gerät wieder. Die vorkommenden Abweichungen sind als Fehlerbalken in die eine der beiden Kurven auf Abb.24 a) eingezeichnet. Man sieht, daß die großen Ablenkungen verhältnismäßig gut ($\pm$5%) reproduzierbar sind, wie vorne § 2.3 diskutiert. Die Höhe der Maxima ist also ziemlich gut zu Vergleichszwecken geeignet.

Abb.23 zeigt die Wirkung einer Verstellung der Strahlspannung U_k. Hier kann es Abweichungen im ganzen Bereich der Kurve geben, die jedoch in den ebenfalls vorne § 2.3 diskutierten Fehlerursachen begründet sind, nämlich in Fehlern bei der Bestimmung der Spannungen U_k, U_s und damit der Brennweite des Objektivs f, sowie bei der Bestimmung von V_s. Bei kleineren Spannungen werden die Schattenränder gewöhnlich etwas unschärfer, was sich auf die Bestimmung von V_s und aller zur Auswertung benutzten Meßgrößen auswirkt. Es gibt so schon in den Maxima Abweichungen von 20%. Bei kleinen Auslenkungen werden die Abweichungen noch größer, wie man in Abb.23 sieht. Der Fehler ist hier hauptsächlich durch die größere Unschärfe des Schattens bei kleinerer Spannung bedingt, wodurch auch die Bestimmung der ursprünglichen Schattenbreite unsicher ist. Dadurch tritt dann hier eine Gesamtverschiebung aller Werte auf. Die Abweichungen liegen nicht innerhalb der Fehlerbalken von Abb.24, da dort nur die Reproduzierbarkeit bei gleicher Spannung dargestellt wird. Auch die Unsymmetrie in Abb.23 ist nicht typisch, sondern die Abweichungen sind zufälliger Art und hängen davon ab, wie man die Schattengröße beurteilt, wenn der Schatten unscharf ist, wie andere Messungen zeigen. Bei den nachfolgenden Messungen wurde immer bei solchen Spannungen gearbeitet, daß der Schatten scharf war, so daß diese Schwierigkeit vermieden wurde.

In Abb.24 b) ist auch die Wirkung einer Verkippung des Kristalls um eine Achse senkrecht zum Strahl und zur Kristallachse ersichtlich. Die Verkippung beträgt etwa 2^o-3^o. Für einen solchen Kippwinkel von 2^o wurde der Wegintegralverlauf

$\bar{H}_y(x_o)$ über einem je D=0,01 mm breiten Streifenpaar entgegengesetzter zur Mitte zwischen den beiden Streifen hin linear ansteigender magnetischer Ringladungen auf der Oberfläche des Kristalls an der Stelle einer der dicken Kolloidlinien gerechnet und in Abb.24c) dargestellt im Vergleich mit einer Berechnung für dieselbe Streifenanordnung der Ladungen ohne Verkippung der Wand gegen den Elektronenstrahl. Man sieht, daß beim gerechneten und beim gemessenen Beispiel durch das Verkippen vor allem die Höhe des Maximums abnimmt, im berechneten Fall um etwa 30%. (Programm für die Berechnung des verkippten Integrals siehe Anhang 7). Der sonstige Verlauf der Kurve ändert sich nicht wesentlich.

Nach diesen Untersuchungen der Eigenschaften des Gerätes bei der Anwendung auf die zu messenden Objekte, wurden folgende Wegintegralkurven aufgenommen:

1. Abb.25 zeigt den Verlauf von $\bar{H}_y(x_o)$ über einen ganzen Bereich hinweg bei $\varphi = 40^o$ und H_i=2,7 Oe. Rechts ist zusätzlich ein $\bar{H}_y(x_o)$-Verlauf eingezeichnet, wie er sich bei Wechselfelddidealisierung ohne anliegendes Zugfeld ergibt. In diesem Fall ist das Feld besonders stark auf die Umgebung der Wand konzentriert.
2. Abb.26 a) und b) zeigt den Verlauf von $\bar{H}_y(x_o)$ über einer Wand bei Veränderung der Magnetisierung $\bar{H}_i$ und zwar
   a) bei $\varphi = 10^o$ für H_i=0,2; 0,8; 2,7; 5; 8 Oe
   b) bei $\varphi = 75^o$ für H_i=2; 2,3; 2,7 Oe
   Bei höheren Feldern als 8 Oe läßt sich bei der angewandten Spannung von 14,8 kV nicht messen, weil dann die Strahlablenkung durch das Feld des Joches so groß wird, daß das Bild nicht mehr im Gesichtsfeld bleibt. In Abb.26 b) wurde nicht bei höheren Feldern gemessen, weil dann die von Schwink, Grüter (33) beschriebenen Seitenlinien auftreten.
3. In Abb.27 a) ist in einer Höhenkarte der Verlauf von $\bar{H}_y(x_o)$ über einer ganzen Wand dargestellt. Sie enthält Messungen bei 20 verschiedenen Winkeln im Bereich von $\varphi = 0^o$ bis $\varphi = 180^o$ bei H_i=2,5 Oe. Höhenparameter ist $\bar{H}_y$ in Gmm. In Abb.28 a) ist die Höhe der Maxima in diesem Verlauf von $\bar{H}_y$ über der Wand, die die Abb.27 a) im Gesamtverlauf darstellt, noch einmal in Abhängigkeit vom Winkel φ in Polarkoordinaten aufgetragen. Man sieht das steile Abfallen zu den Haupt-

flächen hin, den starken Anstieg bis etwa $\varphi=20^{\circ}$ auf beiden Seiten und einen weiteren Verlauf, in dem möglicherweise gewisse Andeutungen von Symmetrie stecken.

4. Abb.29 a) zeigt bei einer Wand für drei verschiedene Winkel $\varphi=10^{\circ}$, 110°, 170° und dem inneren Feld $H_i=1$ Oe die Normalfeldintegralkurven und die zugehörigen Tangentialfeldintegralkurven. Ebenso enthält Abb.34 a) und b) zusammengehörige Normalfeldintegral- und Tangentialfeldintegralkurven einer Wand bei $\varphi=25^{\circ}$ und $H_i=2,7$ Oe.

§ 3.10 Darstellung der Ergebnisse mit einer angepaßten Ladungsverteilung

Grundsätzlich ist es nach (12,25) bei zylindersymmetrischen Problemen möglich, die Feldstärke H(r) in Strenge mit der direkten Methode der Inversion einer Abelschen Integralgleichung zu bestimmen, wenn $\bar{H}(y)$ gegeben ist. Wir benutzen hier die Methode der Anpassung von Parametern zur Erklärung des Verlaufs von $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$, die auch in (12,25) beschrieben ist. Nach dieser Methode sind gewisse Ladungsmodelle als Ausgangspunkt der Berechnungen nötig.

Nach § 3.6 müssen zur Erklärung der Schattenverzerrungen eng begrenzte, fast linienhafte dipolartige Ladungsverteilungen auf der Oberfläche des Kristalls herangezogen werden. Diese dipolartige Ladungsverteilung muß einen Verlauf haben ähnlich wie die Normalfeldintegrale in Abb.25, ohne Unstetigkeiten und Knicke. Versucht man diese nun anzunähern, so ist der einfachste Ansatz die Anpassung durch zwei gleichmäßig mit entgegengesetzten Ladungen belegte, direkt nebeneinander liegende Streifen der Breite b, wie es in Abb.30 dargestellt ist. In Abb.30 sind auch die Koordinaten noch einmal eingetragen. Der Radius des zylindrischen Kristalls ist a. Die Richtung des Elektronenstrahls ist die z-Richtung. Bei dieser Anpassung soll 2b etwa die Breite einer dicken Kolloidlinie ausmachen. In Abb.32 ist der Verlauf von $\bar{H}_y$ vor einem solchen entgegengesetzt geladenen Flächenstreifenpaar bei gleichmäßiger Belegung mit Ladung dargestellt.(Berechnungen siehe § 6.4 im Anhang). Diese berechneten Kurven sind im Vergleich

zu den gemessenen Kurven im Maximum zu breit. Die gemessenen Kurven verlaufen gegen die Mitte des Streifenpaares hin spitzer.

Eine zweite Möglichkeit zur Anpassung ist die Darstellung mit Ladungsstreifen, deren entgegengesetzte Ladungsdichten linear gegen die Mitte zwischen beiden Streifen ansteigt. Auch hier läßt sich noch in Strenge rechnen (siehe Anhang § 6.5). Abb.33 a) zeigt den Verlauf von $\bar{H}_y$ für Streifen der Breiten D=0,01mm, 0,03mm, 0,05mm. Bei D=0,05mm wurde unter der Annahme der Breite einer Periode von 0,1 mm die Wirkung der Nachbarbereiche durch graphische Addition berücksichtigt, weshalb diese Kurve bei x_o=0,05 mm durch Null geht. Der tatsächlich gemessene Verlauf läßt sich aber auch hier nicht mit einem der berechneten Verläufe direkt anpassen. Dazu benötigt man eine Überlagerung von mehreren solcher linear ansteigender Flächenladungen, also eine Annäherung der Funktion der Ladungsverteilung durch einen Polygonzug (Abb.33 c). Diese Methode geht zurück auf Rechnungen von Schwink an Zylinderproben (25). Damit lassen sich die Kurven dann beliebig anpassen. Für ein Beispiel einer gemessenen Kurve wurde eine solche Anpassung mit drei Polygonzügen durchgeführt und in Abb.33 b) dargestellt. Diese Darstellung mit drei Polygonzügen hat jedoch noch einen unstetigen Übergang der Ladungsverteilung in der Mitte zwischen den beiden Ladungsstreifen, was magnetostatisch sehr ungünstig ist und deshalb nicht wirklich vorkommt. Deshalb wurde in Abb.34 a) eine Anpassung mit vier Polygonzügen mit einem stetigen Übergang der Ladungsdichte in der Mitte zwischen den Ladungsstreifen durchgeführt. In Abb.34a) ist dieser Übergangsbereich $2 \cdot D_2 = 2\,\mu m$.

Das Verfahren der Anpassung ist in Anlehnung an Schwink (25) das folgende: Bezeichnet man mit $\bar{H}_y(D_1, D_2, x)$ den gerechneten Verlauf des Normalfeldintegrals. Mit $2D_2$ sei dabei der Übergangsbereich der Ladungsdichte von einem Maximum zum Maximum entgegengesetzter Ladung bezeichnet. D_1 sei die Breite der geladenen Streifen ohne den Übergangsbereich, in dem die Ladungsdichte linear bis auf Null abfällt. $\bar{H}_y(x_o)$ sei der gemessene Verlauf des Normalfeldintegrals. σ_{10}, σ_{30}, σ_{50} seien die Steigungen der drei Geradenstücke, die bei der

Darstellung des Ladungsdichteverlaufs zu den Breiten $D_1 = 0{,}01$ mm, 0,03 mm, 0,05 mm gehören. Dann kann man schreiben:

$$\bar{H}_y(x_i) = \sigma_{10}\bar{H}_y(0{,}01; D_2; x_i) + \sigma_{30}\bar{H}_y(0{,}03; D_2; x_i) + \sigma_{50}\bar{H}_y(0{,}05; D_2; x_i).$$

Entnimmt man der Messung drei Meßpunkte $\bar{H}_y(x_i)$, so erhält man ein lineares Gleichungssystem für die drei Unbekannten σ_{10}, σ_{30}, σ_{50}. Die Meßpunkte werden dabei so ausgewählt, daß sie einerseits möglichst weit außeinanderliegen, anderseits an möglichst empfindlichen Stellen der $\bar{H}_y(D_1, D_2, x)$-Kurven liegen, nämlich den Maxima für das entsprechende D_1, D_2. Ganz analog ist für die $\bar{H}_x(x_o)$-Kurven vorzugehen. Hier werden als x_i die Stellen der Nulldurchgänge der $\bar{H}_x(D_1, D_2, x)$-Kurven bei der Berechung der Steigungen gewählt. (Für die Berechnung der hierzu benötigten Integrale siehe Anhang § 6.5). Damit hat man dann den Verlauf der Ladungsdichte σ gefunden. Jede Gerade des Polygonzugs für σ ist mit dem Endpunkt der vorherigen Geraden eindeutig festgelegt. Es zeigt sich, daß die Anpassung mit vier Polygonzügen mit drei Meßpunkten schon sehr gut durchzuführen ist. Es läßt sich also aus drei Meßpunkten eine Ladungsverteilung von der Linienmitte bis zur Periodenmitte angeben, die einen gegebenen $\bar{H}_x(x_o)$ oder $\bar{H}_y(x_o)$ Verlauf erzeugt. Jedoch ist bei Anpassung mit vier Polygonzügen noch ein Parameter frei: Die Ladungsverteilung liefert mit verschiedenen Übergangsbereichen $2D_2$ Anpassungen für die Normalfeldintegralkurven und Tangentialfeldintegralkurven.

Eine Kontrolle, ob der so erhaltene Ladungsdichteverlauf alle Eigenschaften des Feldverlaufs vor der Wand erklären kann oder ob auch Raumladungen oder breitere Übergangsbereiche beteiligt sind als in Abb.34a) angenommen, kann nun der Verlauf des zugehörigen Tangentialfeldintegrals liefern. Deshalb wurde für den Fall der Annäherung mit vier Polygonzügen der sich daraus ergebende Tangentialfeldintegralverlauf berechnet und mit dem gemessenen verglichen (Abb.34b). Man sieht in Abb.34 b), die den gemessenen und gerechneten Verlauf von $\bar{H}_x$ wiedergibt, daß sich die gemessene und die auf Grund der Anpassung an das Normalfeldintegral berechnete $\bar{H}_x$-Kurve sehr wesentlich unterscheiden. In Abb.34 c) wurde nun der Übergangsbereich systematisch von $D_2 = 0{,}001$ mm bis $D_2 = 0{,}005$ mm verändert und jeweils zu den $\bar{H}_x$- und $\bar{H}_y$-Kurven ein Ladungs-

verlauf bestimmt, der bei dem betreffenden D_2 diese $\bar{H}_x$ bzw. $\bar{H}_y$ Kurve hervorrufen würde. Man sieht, wie bei Zunahme von D_2 die beiden Ladungsverläufe für $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$ sich immer mehr ähnlich werden. Bei D_2=0,003mm und D_2=0,005mm wurde dann auch der Verlauf der $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$ Kurve berechnet. Bei D_2=0,003mm unterscheiden sich diese mit den aus der $\bar{H}_y$-Anpassung und der $\bar{H}_x$-Anpassung sich ergebenden Ladungsverteilungen berechneten Kurven für $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$ noch sehr stark. Bei D_2=0,005 mm stimmen sie ziemlich gut mit den gemessenen Kurven und unter sich überein, wie man aus Abb.34 f) sehen kann. Abb.34 f) stellt den gemessenen Verlauf der $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$ Kurve (ausgezogen) dar und zum Vergleich den mit der Ladungsverteilung der Abb.34 c) für D_2=0,005 mm aus der $\bar{H}_y$-Anpassung (kurz gestrichelt) und $\bar{H}_x$-Anpassung (lang gestrichelt) berechneten Verlauf dieser Kurven. Sie zeigt, wie gut das geschilderte Verfahren die beiden Meßkurven gleichzeitig darzustellen gestattet.

Da die funktionale Abhängigkeit des Verlaufs von $\bar{H}_x(x,y)$ und von $\bar{H}_y(x,y)$ bei Annahme von Raumladungen eine ganz andere ist (bei homogener Ladungsdichte ebenfalls noch in Strenge berechenbar), gibt auch die Änderung des $\bar{H}_y$-Verlaufs in Abhängigkeit von der Entfernung von der Kristalloberfläche ein Kriterium, ob die Messungen durch die Anpassung mit Oberflächenladungen im Rahmen der Meßgenauigkeit dargestellt werden. Ob diese Abhängigkeit richtig dargestellt wird, läßt sich auf einfache Weise untersuchen. Für verschiedene Entfernungen von der Kristalloberfläche kann man den Normalfeldintegralverlauf bei Annäherung mit drei Polygonzügen berechnen (in Abb.35 a dargestellt) und die sich daraus ergebenden Schattenverzerrungen für das gleiche Schattenobjekt konstruieren, das die Schattenverzerrung auf der Platte bewirkt (in Abb.35 b dargestellt). In Abb.35 b) ist auch das vergrößerte Bild der Schattenverzerrung auf der Photoplatte gestrichelt eingezeichnet. Man sieht eine gute Übereinstimmung der beiden Schattenverzerrungen, was ebenfalls darauf hinweist, daß der Verlauf von $\bar{H}_y$ durch die Oberflächenladungsnäherung gut beschrieben wird.

§ 3.11 Angepaßte Ladungsdichteverläufe zu den Messungen in § 3.9, maximale Ladungsdichte, Normal- und Tangential-Feldstärke über einer Wand

Zunächst noch einige Auswertungen zu Abb.34 a),b). Aus den nach der in § 3.10 beschriebenen Methode erhaltenen Ladungsdichteverläufen ergibt sich nun der Verlauf der Normalfeldstärke direkt auf der Oberfläche, was in Abb.36 a), und der Tangentialfeldstärke direkt auf der Oberfläche, was in Abb. 36 b) für zwei Übergangsbereichsbreiten D_2=0,001 mm (ausgezogen) und D_2=0,005 mm (gestrichelt) dargestellt ist. (Ableitungen siehe Anhang § 6.6). Wie die maximale Normal- und Tangentialfeldstärke von der zur Auswertung gewählten Übergangsbereichsbreite D_2 abhängt, ist in Abb.34 d) dargestellt. Die ausgezogenen Kurven a,b gehören zur Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve, die gestrichelte Kurve gehört zur Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve. Man sieht daß ihre Werte bei kleinem D_2 sich sehr stark voneinander unterscheiden und sehr stark von D_2 abhängen. Bei D_2=0,003 mm bis 0,005 mm verlaufen sie einander sehr nahe und überschneiden sich sogar, was mit der oben beobachteten guten Übereinstimmung der Ladungsdichteverläufe und Integralverläufe gut zusammenstimmt.

Noch weniger ändert sich im ganzen Bereich der verwendeten D_2 das $\int G\, dx_o$, das ein Maß für die Gesamtladung an der Oberfläche ist und das in Abb.34 e) dargestellt ist. Selbst bei D_2=0,001 mm ergibt sich dabei aus den Tangentialintegral- und Normalintegralkurven ein Wert, der sich nur um 12,5% nach oben und unten von einem Mittelwert 0,08 Gmm unterscheidet. Bei D_2=0,003 bis 0,005 mm ergibt sich ein Wert von $0{,}076 \pm 0{,}002$ Gmm, also Abweichungen von nur 2,7%. Die weiter unten berechnete Mittelung über die gesamte Wand von Abb.27 b) gibt ein mittleres $\int G\, dx_o$ von 0,061 bis 0,050 Gmm.

Für die Verteilung des Kolloids bei Aufnahmen wie Abb.8 ist der Verlauf von $H^2=H_x^2+H_y^2$ auf der Kristalloberfläche wirksam. Abb.36 gibt für das Beispiel der Messung in Abb.34a) und b) den Verlauf von H^2 direkt auf der Oberfläche des Kristalls bei D_2=0,005 mm. Dieses H^2 hat einen Verlauf, der in der Mitte auf der Breite von etwa 0,003 mm ein schmales und etwa 20% der Gesamthöhe der Kurve ausmachendes Gipfelchen

auf einem viel breiteren Unterteil von etwa 0,02 mm Breite aufweist. Der schmale Teil erklärt, warum die Kolloidlinien doch sehr schmal sind (in (33) z.B.0,003 mm).

In gleicher Weise wie die Kurven von Abb.34 a) und b) werden nun auch die gemessenen zusammengehörigen Kurven von Abb.29 a) bis 29 c) ausgewertet. Das Verhalten ist ganz analog wie schon bei Abb.34 beschrieben. Die Polygonanpassungen für verschiedene Bereichsbreiten sind bei den jeweiligen Meßkurven aufgeführt, und zwar für das Normalfeldintegral und das Tangentialfeldintegral. Ebenso sind die Verläufe der maximalen Normalfelder und der maximalen Tangentialfelder und von $\int \sigma dx_o$ dort wiedergegeben. Es ergibt sich so für die verschiedenen Kurven folgende Tabelle als Zusammenfassung der Egebnisse für jeweils das beste D_2:

Abb.	φ	H_i Oe	H_{xmax} Oe	H_{ymax} Oe	σ_{max} Gauß	$\int \sigma dx_o$ Gmm	σ_{maxth} Gauß	D_2 μm
29a	10°	1	45,6±2	30,1±2	4,8	0,066	48,4	5
29b	110°	1	22,9±3	16,6±3	2,7	0,026	261	5
29c	170°	1	34,6±1	21,9±1	3,5	0,054	48,4	3
34a,b	25°	2,5	55,8±3	38,8±2	6,2	0,074	117	5

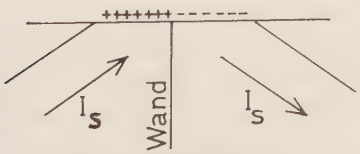

Abb.38 Magnetisierung beiderseits einer Wand, Bildebene = Hauptfläche.

Der Wert von σ_{maxth} ergibt sich, wenn die Magnetisierung I_s=484 G innerhalb der Bereiche wie in nebenstehender Skizze (Abb.38) bis zur Oberfläche verlaufen und die Normalkomponente dieser Magnetisierung als Oberflächenladung auftreten würde. Das ist aber sicher nicht der Fall.

Anpassung der Höhenkarte von Abb.27a) ergibt eine Höhenkarte der Ladungsdichten, die in Abb.27 b) dargestellt ist. Die Polygonzüge dieser Ladungsverteilungen werden integriert und diese

Integrale sind in Abb.27c) über dem Winkel φ aufgetragen. Die eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich aus den verschiedenen Auswertungsergebnissen mit verschiedenen Übergangsbereichsbreiten D_2 und für den unteren und oberen Teil der $\bar{H}_y$-Kurven. Integriert man über die unteren und oberen Enden der Fehlerbalken, so erhält man eine untere und obere Grenze der Gesamtladung eines Vorzeichens, die an einer konvexen Wand (33) magnetischen Fluß durch Streufeld umleitet. Man erhält so bei dem verwendeten ⟨110⟩-Nickelkristall von 4,1 mm Durchmesser über der 70°(110)-Wand eine Gesamtladung Q_m von $0{,}0032\ \mathrm{Gcm}^2 < Q_m < 0{,}0038\ \mathrm{Gcm}^2$, was einem gesamten umgeleiteten Fluß Φ von $0{,}04 < \Phi < 0{,}048$ Mx entspricht.

In Abb.28 b) ist die maximale Normalfeldstärke direkt auf der Oberfläche dargestellt in Abhängigkeit vom Winkel φ. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Auswertung für verschiedene Übergangsbereichsbreiten und bei Auswertung des unteren und oberen Teils der $\bar{H}_y$-Kurven. Man sieht daß in einem mittleren Bereich von 30° bis 150° sich eine verhältnismäßig konstante maximale Normalfeldstärke ergibt. Man erhält als Mittelwert $26{,}1 \pm 1{,}2$ Oe $= H_{ymax}$ im Bereich 30°-150°. Es wurde für alle Übergangsbereichsbreiten ausgewertet, wobei die Ergebnisse sich nicht wesentlich unterschieden.

Die Messungen von Abb.26 a) und b) wurden ebenfalls mit Hilfe von Polygonzugnäherungen der Ladungsverteilung ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Abb.26 c,d,e dargestellt. Bei $\varphi = 10°$ (Abb.26a und c) erhält man im wesentlichen eine konstante maximale Ladung von 3 bis 4 Gauß unabhängig vom inneren Feld von $H_i = 0{,}2$ Oe bis $H_i = 8$ Oe. Bei Vergrößerung des inneren Feldes in diesem Bereich vergrößert sich nach den Auswertungsergebnissen in Abb.26 c) und 26 e) nur die gesamte Oberflächenladung, nicht die maximale Ladung. Das geschieht dadurch, daß der Bereich mit der maximalen Ladung breiter wird. Die gesamte Ladung nimmt im Bereich von $H_i = 2{,}7$ Oe sehr stark zu. Wie man aus Abb.26 e) sehen kann, steigt sie auf das dreifache. Es ist das der Bereich des inneren Feldes, in dem sich bei größeren Winkeln φ Seitenlinien abspalten. Bei größeren Winkeln kann man dieses Verhalten der Zunahme der Oberflächenladung bei einer bestimmten Feldstärke und vorheriger nur schwacher Än-

derung der Gesamtladung und ebenso nur schwacher Änderung bei noch größeren Felstärken nicht beobachten, wie Abb.26 b), d),e) für $\varphi = 75^{\circ}$ zeigt. An der hier untersuchten Stelle brauchte man für ein schwaches Streufeld schon ein Zugfeld von 2 Oe, wobei sich ein σ_{max} von 1,8 G ergab. Bei einem Zugfeld von 2,7 Oe stieg die maximale Ladung auf 3,3 Gauß, was einer maximalen Normalfeldstärke von 21 Gauß entspricht, was wieder der Größe der oben gemessenen mittleren maximalen Normalfeldstärke entspricht. Bei weiterer Steigerung des inneren Feldes erhält man hier eine Aufspaltung in Seitenlinien, die nicht weiter untersucht wurde.

§ 3.12 Folgerungen aus den Ergebnissen (Tiefenauflösung und Auswertefehler infolge Elektronenbahnkrümmung)

Die bisher berichteten Auswertungen zeigen (mit Ausnahme des Verhaltens bei größeren Feldstärken $H_i > 2,7$ Oe bei $\varphi = 10^{\circ}$) immer eine solche Ladungsverteilung, bei der der Anteil, der von einem linearen Ladungsstreifen der Breite D=0,01 mm bewirkt wird, der größte ist. Für eine solche Ladungsverteilung ohne Übergangsbereich D_2, für die in Abb.24 c) der Verlauf von $\bar{H}_y$ dargestellt ist, wurde in Abb.37 der Verlauf des Normalfeldes in der Umgebung einer Wand in einer Tangentialebene an den Kristall von 4 mm Durchmesser räumlich dargestellt. Daran lassen sich einige Folgerungen bezüglich der Tiefenauflösung und bezüglich Auswertefehlern infolge der Elektronenbahnkrümmung deutlich machen.

Die Frage des Tiefenauflösungsvermögens betrifft den Winkel, um den man φ verstellen muß, bis die Wirkung der Ladungen auf dem $\Delta\varphi$ benachbarten Teil des Kristalls unter die Meßgenauigkeit abgeklungen ist. Schon aus den Beobachtungen von Abb.11a) und Abb.11 b) ergibt sich, daß bei einer Verstellung von $\Delta\varphi = \pm 10^{\circ}$ selbst entgegengesetzte Ladungsanordnungen auf der ganzen Periode sich auf die Schattenablenkung nicht mehr auswirken. Bei den hohen und schmalen Gipfeln von 0,01 mm Breite ergibt sich aus der Darstellung in Abb.37 daß der Hauptanteil des Integrals $\bar{H}_y$ in dem Bereich $\Delta z = \pm 0,075$ mm

liegt, was einem $\Delta\varphi = \pm 13$ Winkelminuten entspricht. Das, zusammen mit der Voraussetzung daß der Kristall so gekippt wird, daß man in der Symmetrielage maximale Ablenkung erhält (§ 3.82), würde also Einwänden begegnen, die meinen, daß man nicht das ganze Streufeld erfaßt, weil etwa periodische Schwankungen der Wand auch Streufeldumlenkungen bewirken, die in Richtung des Strahls liegen und deshalb keine Ablenkung bewirken. Sind solche Streufeldumlenkungen klein, so bewirken sie nur eine schwache Verkippung des resultierenden pauschalen Feldes und können durch ein leichtes Schrägstellen der Wand zum Strahl in der in § 3.82 geschilderten Weise erfaßt werden. Sind sie jedoch groß, so liegt die Gesamtkomponente sehr stark in Richtung des Strahls und man erhält durch Verkippen überhaupt keine maximale Ablenkung, sondern könnte eine immer größere Ablenkung bei immer stärkerer Verkippung beobachten, was jedoch nicht festgestellt wird. Die starken Verkippungen von Teilen der Wände sind, solange sie nicht kürzer als 0,15 mm sind, immer noch durch eine Verstellung des Winkels zu trennen.

Die Verwirklichung der Voraussetzung, daß der Elektronenstrahl nicht gekrümmt ist, d.h. daß die Elektronen im Bereich x_o=konstant fliegen, läßt sich an Abb.37 ebenfalls anschaulich überschauen. Es ist dort eine Elektronenbahn eingezeichnet für $\bar{H}_y$=11 Gmm. Bei der von uns gewählten Meßmethode werden die Elektronen nach § 3.6 immer von der Mitte zwischen den beiden entgegengesetzten Ladungen weg abgelenkt. Bei einem Maximum von $\bar{H}_y$ mit etwa 11 Gmm erhält man bei einer Strahlspannung von 14,8 kV nach Beziehung ((2)) einen Ablenkungswinkel von 9,7 Winkelminuten. Dieser Winkel ist zu rechnen vom Schnittpunkt der Asymptoten des einfallenden und ausfallenden Strahls aus, d.h. von der Ebene des Maximums der Feldstärke aus. Von dort aus fällt aber die Normalfeldstärke bereits auf einem Weg von 0,2 mm auf vier Hundertstel des Wertes im Maximum ab. Das entspricht bei diesem Winkel einer Ablenkung um 0,0005 mm. Die Voraussetzung x_o=konstant war notwendig, um das Wegintegral für ein bestimmtes x_o ausrechnen zu können. Der wesentliche Anteil des Integrals bei dieser Breite D liegt aber in einem noch schmaleren Bereich Δz nämlich in $\Delta z = \pm 0{,}075$ mm. Was weiter außen liegt, unterschei-

det sich nicht mehr sehr stark voneinander im Vergleich mit den Werten innerhalb von 0,075 mm. Innerhalb dieses Bereichs ist die Ablenkung jedoch nur 0,0002 mm. Auf einer solchen Breite hat man aber nur einen Fehler von $\Delta \bar{H}_y$=0,18 Gmm im Bereich des steilsten Abfalls der $\bar{H}_y$-Kurve außerhalb des Übergangsbereichs in der Mitte. In diesem mittleren Übergangsbereich, dem Bereich des steilen Durchgangs durch Null, bewirkt ein Δx_o=0,0002 mm einen etwas größeren Fehler $\Delta \bar{H}_y$, aber höchstens $\Delta \bar{H}_y$=1 Gmm (bei $\bar{H}_{ymax}$=11 Gmm), wenn man den Übergangsbereich D_2=0 annimmt, also bei steilstem Durchgang durch Null.

§ 3.13 Diskussion der Ergebnisse

Ganz neu ist das Ergebnis der vorliegenden Messungen über den dipolartigen Verlauf des Feldes über einer konvexen 71°(110)-Wand eines runden ⟨110⟩-Nickeleinkristalls im Winkelbereich $2° < \varphi < 178°$ (33),(Abb.7).Vielleicht liegt ein ähnliches Verhalten auch in (28) bei einachsigen Kristallen vor, was man aus den theoretischen Überlegungen zu den Messungen vermuten könnte. Das würde darauf hinweisen, daß das von uns beobachtete Verhalten nicht nur bei Nickel auftritt.

Ein weiteres Ergebnis ist die Messung des Verlaufs der $\bar{H}_x$- und $\bar{H}_y$-Kurven vor diesen Wänden, die bisher experimentell noch nie gelungen war. Für diesen Verlauf sind die Größenangaben mit einem Fehler von weniger als ±20% gesichert. Schlußfolgerungen aus diesem Normalfeldintegral- und Tangentialfeldintegral-Verlauf haben unterschiedlichen Grad in ihrer Sicherheit. Gesichert ist, daß dort,wo die dicken Kolloidlinien erscheinen, eine höhere Ladungsdichte festzustellen ist mit raschem Übergang von positiver zu negativer magnetischer Ladung. Ob diese Ladung rein flächenhaft oder räumlich in einer Oberflächenschicht angeordnet ist und von welcher Dicke diese Oberflächenschicht wäre, kann noch nicht endgültig gesagt werden.

Der Bereich eines relativ starken dipolartigen Streufeldes von 20-30 μm Breite im Raum über dem von uns untersuchten Wandtyp

(der konvexen Wand) ist ebenfalls gesichert. Vielleicht ist dieses von uns gemessene, relativ starke und breite Streufeld auch die Grundlage für die in (3) mit dem magnetooptischen Kerreffekt gemessene, dort sogenannte "Dicke der Wand" bei Nickel. Um das genauer beurteilen zu können, fehlen die genaueren Angaben über die Orientierung des Nickelkristalls usw. Diese Arbeit (3) ist die einzige mir bekannte Aussage über Wanddicken an der Oberfläche bei Nickel, die hier zum Vergleich herangezogen werden kann. (3a) befaßt sich mit 180°-Wänden, die sich anders verhalten dürften, und die wir nicht untersucht haben. Über den Bereichen werden die Elektronen nicht wesentlich abgelenkt; dort ist also kein pauschales Streufeld vorhanden. Die Umlenkung des Flusses erfolgt dort durch Abschlußbereiche (1). Auch über den konkaven Wänden ist nichts von pauschaler Ablenkung zu merken.

Schlußfolgerungen über die Größe der Feldstärke auf der Oberfläche hängen bei der von uns gewählten Auswertemethode etwas von den zugrundegelegten Modellen von Ladungsverteilungen ab. In § 3.11 ergab sich ein mittleres maximales Normalfeld für $30^\circ < \varphi < 150^\circ$ von $26{,}1 \pm 1{,}2$ Oe. Wenn man die Unsicherheit von 20% noch hinzunimmt, die sich aus der Meßmethode nach § 2.3 für die absolute Größenangabe ergibt, ist der Fehler $\pm 5{,}4$ Oe. An dieser Größe $H_{y\max} = 26 \pm 5$ Oe ändert sich auch durch die Wahl anderer Ladungsmodelle , z.B. Raumladungsschicht, nichts. Denn die Normalfeldstärke ist nach (12,25) bei Zylindersymmetrie durch den Verlauf von $\bar{H}$ als Funktion von der Entfernung von der Oberfläche eindeutig bestimmt und diese wird, wie Abb.35 zeigt, durch unser Oberflächenladungsmodell innerhalb der Meßgenauigkeit gut wiedergegeben. Die zu verlangende Abrundung der Spitzen bei unseren Polygonzügen hat auch keinen großen Einfluß auf diese Größen, denn selbst wenn man z.B. nur zwei gleichmäßig mit entgegengesetzten Ladungen belegte Streifen von 0,01 mm Breite nach Abb.32 annimmt und nur die Maxima der Kurven anpaßt, erhält man nur eine Abweichung von +16% von dem Wert, den man bei genauem Anpassen von Normal- und Tangentialfeldintegral erhält. Dabei ist natürlich überhaupt keine sonstige Anpassung erreicht. Die Wirkung der Abrundung der Spitzen liegt also auch innerhalb der Meßfehlergrenzen. Die Größenordnung der Gesamtladung

die am Zustandekommen des pauschalen Streufeldes beteiligt ist, ist nur so weit gesichert, wie die Erklärung und Auswertung mit reiner Oberflächenladung.

Vergleicht man die sich ergebenden Felder mit denen, die sich aus den Komponenten der Magnetisierung I_s im Inneren des Kristalls ergeben unter der Annahme, daß sie bis zur Oberfläche dieselbe Größe hat, so sieht man aus der Tabelle S.39, Daß die gemessenen Felder und Ladungen durchwegs 1/10 bis 1/100 dieses Wertes sind. Die Magnetisierung an der Oberfläche wird dabei berechnet mit der Beziehung $\sigma_{maxth}=I_s \sin 35^\circ \cdot \sin\varphi$. Der Kristall benutzt also das Streufeld nur zu einem Teil als Mechanismus zur Umlenkung der Magnetisierung. Die Anordnung der Abb.38 ist nur zum Teil verwirklicht. Eine andere Möglichkeit zur Umlenkung der Magnetisierung wäre z.B., daß die Wand schwankt (40) und ein Teil des Flusses dann nicht mehr senkrecht zum Strahl umgelenkt wird sondern in Richtung des Strahls und das pauschale Feld durch entgegengesetzt gekrümmte Stücke der Wand herabgesetzt wird. Daß dieser Mechanismus aber 90 bis 99% des Flusses umlenkt in Richtung des Strahls und nur 1o bis 1% senkrecht zum Strahl, ist nicht vereinbar mit den Ergebnissen beim Verkippen (§ 3.12 und 3.82). Danach müßte ein solcher Anteil von kleinerer Größenordnung sein als der gemessene Streufeldfluß. Das pauschale Streufeld kann natürlich eventuell durch einen solchen Mechanismus verringert werden.

Eine ins einzelne gehende Deutung der Entstehung des Streufeldes läßt sich hier noch nicht geben. Es ist eindeutig, daß diese Streufelder dort entstehen, wo sich im Inneren des Kristalls die Wand befindet, aber die Ausdehnung des Streufeldes ist 100 bis 200 mal größer als die Wanddicke theoretisch im Inneren sein sollte. Der Zusammenhang der Streufelder an der Oberfläche mit der Wand im Inneren ist aus den bis jetzt erhaltenen Messungen noch nicht ersichtlich. Es besteht die Hoffnung, daß die Messung der Temperaturabhängigkeit und der Spannungsabhängigkeit dieser Streufelder weiteres Licht auf die zugrundeliegende magnetische Struktur wirft. Dazu kommt noch aus Kolloiduntersuchungen (33), daß die Kolloidablagerungen in der Mitte der Linie eine Feinstruktur der

Größenordnung 1 μm zeigen, die besonders deutlich herauskommt bei Anlegen eines zusätzlichen Normalfeldes (Grüter, persönliche Mitteilung). Diese geht bei uns unter in dem Übergangsbereich D_2, muß sich aber bei der Deutung der Entstehung des Streufeldes mit ergeben.

§ 4 Zusammenfassung

Ein vielseitiges Gerät zur Messung magnetischer Mikrofelder mittels der elektronenoptischen Schattenmethode wird beschrieben. Gegenüber früheren Geräten weist es wesentliche Verbesserungen bezüglich Spannungsfestigkeit, Vergrößerung, Auflösungsvermögen, magnetischer Empfindlichkeit, Möglichkeit der Einstellung der magnetischen Empfindlichkeit unabhängig von der Vergrößerung auf. Die Meßgenauigkeit bei absoluten Größenangaben ist $\pm$20%. Die Meßgenauigkeit bei Vergleichen von relativen Größen ist besser als 5%, bei großen Auslenkungen 1%, wenn man die Spannungen und die Schattenobjektstellung nicht ändert.

Eine Methode zur Verwendung des Gerätes zur Messung von Streufeldern über ferromagnetischen Bereichsgrenzen wird erarbeitet und auf die Bereichsgrenzen eines runden ⟨110⟩-Nickeleinkristalls angewandt. Es zeigt sich eine bisher noch nicht beobachtete dipolartige Struktur der Linien, die mit Kolloid als dicke Linien erscheinen. Der $\bar{H}_x$- und $\bar{H}_y$-Verlauf über diesen Wänden wird gemessen. Es ergibt sich, daß die Streufelder über einer solchen Wand viel weiter ausgedehnt sind, als man es über einer Wand bisher erwartete, nämlich 20-30 μm. Die gemessenen $\bar{H}_x$- und $\bar{H}_y$-Kurven lassen sich durch Bestimmung einer geeigneten Ladungsverteilung gleichzeitig gut darstellen. Diese Ladungsverteilung liefert dann die weiteren Informationen: 1)Man erhält daraus den Verlauf des Normal- und Tangentialfeldes. 2)Das maximale Normalfeld und Tangentialfeld hängt dabei von dem gewählten Flächenladungsmodell nur schwach ab. Bei Berücksichtigung aller Fehlerquellen ergibt sich ein maximales Normalfeld über der Wand im Bereich zwischen $30^\circ < \varphi < 150^\circ$ von 26$\pm$5 Oe. 3)Die Größenordnung der Gesamtladung Q_m über einer Wand bei dem runden Kristall von 4,1 mm Durchmesser ist $0{,}0032 < Q_m < 0{,}0038$ Gcm^2, was einem mittleren $\int \sigma \, dx_o$ von $0{,}005 < \int \sigma \, dx_o < 0{,}0061$ Gcm

entspricht. 4) Das Verhalten der Ladung bei Zunahme von H_i bei verschiedenem Winkel φ sowie der Ladungsverlauf in der Umgebung einer ganzen Wand wurden ebenfalls gemessen.

§ 5 Literatur

1 H.Spreen, Dissertation, München 1966;

2 J.Kranz und U.Buchenau, IEEE Trans.Magn.vol.MAG-2 pp.297-301, September 1966;

3 M.K.Savchenko, Physics of Metals and Metallography 18,3,52-56 (1964);

3a G.S.Krinchik, A.N.Verkhozim, Soviet Physics JETP 24,890 (1967);

3b J.Kaczér, Czechosl.Journ.Phys. 5,239 (1955); J.Kaczér,R.Gemperle,Czechosl.Journ.Phys.6,173 (1956);

4 O.Grüter,H.J.Hafner,H.Murrmann und Ch.Schwink, Z.angew.Phys.18,464 (1965);

5 Ch.Schwink,Optik 12, 481 (1955);

6 K.H.Steigerwald, Optik 5,469 (1949);

7 T.Hibi, J.Electronmicroscopy 4,10 (1956);

8 Y.Sakaki und S.Maruse, Vierter Internationaler Kongress für Elektronenmikroskopie, Berlin 1958, S.9;

9 O.Schärpf, Zulassungsarbeit zum Staatsexamen, München 1964;

10 Zworykin,Morton,Ramberg,Hillier,Vanes,Electron Optics and the Electron Microscope, New York 1957;

11 L.Marton and S.H.Lachenbruch, J.appl.Phys.20,1171 (1949);

12 L.Marton,J.A.Simpson a.S.H.Lachenbruch,J.Research N.B.S. 52,97 (1954), RP 2478;

13 W.Rollwagen u.Ch.Schwink, Optik 10,525 (1953);

14 C.W.F.Everitt u.K.J.Hanßen,Optik 13,385 (1956);

15 D.Wohlleben,Physics Letters 22,564 (1966);

16 M.S.Cohen,Technical Note 1967-21,MIT,Lincoln Lab.;

17 P.W.Bridgman,Proc.Amer.Sci.60,306 (1925);

18 J.Meißner,Z.Metallk. 50,207 (1959);

19 U.M.Martius u.K.V.Gow,Canad.J.Phys.33, 225 (1955);

20 M.W.Muller and S.Dawson,J.Math.Phys.3,800, (1962);

21 V.A.Ignatchenko und Yu.V.Zakharov,Soviet Phys.JETP 22, 416 (1966);

22 W.Döring,Mikromagnetismus, in Handbuch der Physik,18/2, Ferromagnetismus, Berlin,Göttingen,Heidelberg 1966;

23 J.Kaczeŕ,Czechosl.Journ.Phys.6,310,(1956);

24 L.Néel,J.Phys.Rad.17,250 (1956);

25 Ch.Schwink,Z.f.Ph.161,560 (1961);
26 Ch.Schwink,persönliche Mitteilung;
27 W.Glaser,Elektronen und Ionenoptik, in: Handbuch der Physik, Band 33, Korpuskularoptik, Berlin, Göttingen,Heidelberg 1956;
28 R.Gemperle und M.Zelený,phys.stat.sol.6,839 (1964);
29 J.D.Jackson,Classical Electrodynamics,New York 1965;
30 N.B.Alexander and A.C.Downing,1959,Report ORNL-2828, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge;
31 E.Feldtkeller, in: Grundprobleme der Physik dünner Schichten, Proc.Internat.Symp.Clausthal-Göttingen 1966, S.451;
32 R.H.Wade,J.appl.Phys.,37,366 (1966);
33 Ch.Schwink,O.Grüter, Phys.stat.sol. 19,217 (1967);
34 W.Glaser,Grundlagen der Elektronenoptik, Wien 1952;
35 F.Heise,Optik 5,479 (1949);
36 P.F.Byrd and M.D.Friedman,Handbook of elliptic Integrals for Engeneers and Physicists, Springer Verlag 1954;
37 G.Obermair und Ch.Schwink, Z.f.Phys.160,268 (1960);
38 G.Obermair,Diplomarbeit 1959,Univ.München;
39 R.Bulirsch,J.Stoer,Numerische Mathematik,9,271,(1967);
40 J.Kaczér,R.Gemperle,Czech.J.Phys.,11,157(1961);

§ 6 Anhang

§ 6.1 Berechnung von $\bar{H}$ für eine geschlitzte Spule

1. Bestimmung des Vektorpotentials $A_\varphi(\varrho,z)$, der Feldstärke H_z und von $\bar{H}$ für eine Drahtschleife (29).

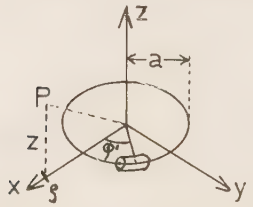

Abb.39. Skizze zur Berechnung von $A_\varphi(\varrho,z)$.

Die Beziehung $\vec{A}=\int \frac{\vec{j}\,d^3\tau}{|r-r'|}$ gilt nur für rechtwinklige Koordinaten. Man muß also den Ansatz in rechtwinkligen Koordinaten machen und die Symmetrie ausnutzen, um A_φ zu erhalten.

Es ist $j_\varphi = I\,\delta(z')\,\delta(\varrho'-a)$

$j_x = -j_\varphi \cdot \sin\varphi'$

$j_y = j_\varphi \cdot \cos\varphi'$

Man wählt P in der xz-Ebene. Dann ist $j_x = 0$ und j_y liefert

$$A_\varphi(\varrho,z) = \frac{I}{10}\int_V \frac{\varrho'\,\delta(z')\,\delta(\varrho'-a)\cos\varphi'\,d\varrho'\,dz'}{\sqrt{a^2+\varrho^2+z^2-2a\varrho\cos\varphi'}}$$

$$= \frac{Ia}{10}\int_0^\infty dk\, e^{-k|z|}\int_0^{2\pi}\cos\varphi'\,d\varphi'\left[J_0(ka)J_0(k\varrho)+2\cdot\sum_{\nu=1}^{\infty}J_\nu(ka)J_\nu(k\varrho)\cos(\nu\varphi')\right]$$

$$= \frac{2\pi aI}{10}\int_0^\infty dk\, e^{-k|z|}J_1(ka)J_1(k\varrho).$$

(Entwicklung nach Besselfunktionen)

Die Feldstärke H_z ergibt sich daraus zu

$$H_z = \mathrm{rot}_z\vec{A} = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial\varrho}(\varrho A_\varphi) = \frac{1}{\varrho}A_\varphi + \frac{\partial}{\partial\varrho}A_\varphi$$

$$= \frac{2\pi aI}{10}\int_0^\infty k\, e^{-k|z|}J_1(ka)J_0(k\varrho)\,dk$$

Bildet man $\bar{H}=\int_{-\infty}^{+\infty} H_z\,dy$ so, daß der Strahl die Achse z senkrecht schneidet, also etwa längs x=0, so ist zu integrieren:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J_0(k\varrho)\,d\varrho = 2\cdot\frac{1}{k}$$

Also gilt:

$$\bar{H}_z(x=0) = \int_{-\infty}^{+\infty} H_z \, dy = \frac{2\pi a I}{10} \, 2 \int_0^{\infty} dk \, e^{-k|z|} J_1(ka)$$

$$= \frac{4\pi I}{10} \left(1 - \frac{|z|}{\sqrt{z^2+a^2}}\right).$$

2. Übergang zur Spule.
Man integriert einfach die für die Drahtschleife erhaltenen Werte, unter Einführung der Stromdicht nI·dz anstelle von I, über z, wobei n die Windungszahl pro cm und I der Strom durch die Spule in Ampére ist, also

$$\bar{H}_{z\,\text{Spule}} = \frac{4\pi I n}{10} \int_{z_1}^{z_2} \left(1 - \frac{|z|}{\sqrt{z^2+a^2}}\right) dz$$

$$= \frac{4\pi I n}{10} \left[z_2 - z_1 - \left(\sqrt{z_2^2+a^2} - \sqrt{z_1^2+a^2} \right) \right].$$

Für eine Spule mit Schlitz mit der Schlitzbreite 2d und der Spulenlänge 2L, mit dem Koordinatenursprung z=0 in der Mitte des Querschlitzes erhält man damit

$$\bar{H}_{z\,\text{Schlitz}}(x=0, z) = \frac{4\pi I n}{10} \left[2(L-d) - \left(\sqrt{(L-z)^2+a^2} + \sqrt{(L+z)^2+a^2} \right.\right.$$
$$\left.\left. - \sqrt{(d-z)^2+a^2} - \sqrt{(d+z)^2+a^2} \right) \right]$$

§ 6.2 Bestimmung der Kaustikabmessungen des Objektivs

Das Folgende stützt sich auf Glaser (34). Bei rotationssymmetrischer Linse lautet die Gleichung der Schnittlinie des Kaustikmantels der Kaustik von Achsenstrahlen in dimensionsloser Form

$$\sigma_I^2 = -\frac{4}{27} \xi^3 \qquad \text{Beginn bei} \quad \xi_I = -3\sigma_B^2$$

$$\sigma_{II} = 0 \qquad \text{Beginn bei} \quad \xi_{II} = -\sigma_B^2$$

$$\sigma^2 = \eta^2 + \xi^2$$

Die wirklichen Koordinaten ergeben sich daraus mit Hilfe der Beziehungen

$$X = -\frac{1}{\sqrt{-B}} \xi, \qquad Y = -\frac{1}{\sqrt{-B}} \eta, \qquad Z = -\frac{1}{h_1'} \xi$$

Die Bedeutung der einzelnen Größen ergibt sich aus ihrer Bestimmung in den folgenden Abschnitten: Bestimmung von B ($=S_8$): B hängt mit der Öffnungsfehlerkonstanten in folgender Weise zusammen

$$B=S_8=\frac{C_{\ddot{o}}V}{f^3}$$

Bei f=6,25 mm, $C_{\ddot{o}}$=72,5 mm und einer Gegenstandsweite von 207,3 mm erhält man ein V=0,0312 und damit ein B=-0,00928 und $\sqrt{-B}$ = 0,0962. Blende ist der Linsenrand, also R_B=0,27 mm; der Blendenradius in dimensionsloser Form ist damit ς_B = 0,026 und ς_B^2 = 0,000675.

Die Länge des inneren Kaustikmantels ergibt sich nach (35) aus dem Öffnungsfehler zu

$$\Delta z = C_{\ddot{o}}\left(\frac{r}{f}\right)^2 = 72{,}8\left(\frac{0{,}27}{6{,}25}\right)^2 = 0{,}137\ mm$$

Diese Länge entspricht in der dimensionslosen Darstellung $-\varsigma_B^2=\int_{II}$ also ist $h_1'=-\frac{\int_{II}}{\Delta z}$= 0,00482.

Damit ist dann das Ende des äußeren Kaustikmantels bei

$$\int_I=-3\varsigma_B^2=-0{,}002 \quad \text{oder} \quad z=-0{,}415\ mm$$

$$\varsigma_I=0{,}000\,0352 \quad \text{oder} \quad R=36{,}6\cdot10^{-5}\ mm$$

Die Gleichung der Schnittlinie des Kaustikmantels der Kaustik von Achsenstrahlen heißt dann

$$R^2=-1{,}805\cdot10^{-6}z^3$$

womit sich schließlich die Kaustik (Abb.19) zeichnen läßt.

§ 6.4 Berechnung von H_y und $\bar{H}_y$ für eine ringförmige Flächenladung der Breite D mit homogener Ladungsdichte σ_0

Für die Feldstärke gilt

$$H_y=\int_{\sigma}\frac{\sigma_0(y-\eta)\,d^2f}{\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+(z-\zeta)^2}^3}$$

$$=2a\sigma_0\int_{-a}^{+a}d\eta\int_0^D\frac{(y-\eta)\,d\zeta}{\sqrt{a^2-\eta^2}\cdot\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+(z-\zeta)^2}^3}$$

Es ist $\xi^2 = a^2 - \eta^2$. Legt man den Aufpunkt P in die xy-Ebene und nützt die Zylindersymmetrie aus, so erhält man mit z=0, y=ϱ , $H_y = H_\varrho$ einen leichter integrierbaren Ausdruck für H_ϱ . H_y erhält man dann hieraus wieder, wenn man in dem Ausdruck für H_ϱ die Größe ϱ durch den Ausdruck $\sqrt{y^2+z^2}$ ersetzt und den so erhaltenen Ausdruck mit $y/\sqrt{y^2+z^2}$ multipliziert.

$$H_\varrho = 2a\sigma_0 \int_{-a}^{+a} \frac{(\varrho-\eta)\,d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}} \int_0^D \frac{d\xi}{\left[(\xi-x)^2+\varrho^2+a^2-2\eta\varrho\right]^{3/2}}$$

$$= 2a\sigma_0 \int_{-a}^{+a} \frac{(\varrho-\eta)\,d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}} \left(\frac{D-x}{(\varrho^2+a^2-2\eta\varrho)\sqrt{(D-x)^2+\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}} + \frac{x}{(\varrho^2+a^2-2\eta\varrho)\sqrt{x^2+\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}} \right);$$

Setzt man

$$\frac{\varrho^2+a^2}{2\varrho} = B\,; \quad \frac{(D-x)^2+\varrho^2+a^2}{2\varrho} = C\,; \quad \frac{x^2+\varrho^2+a^2}{2\varrho} = G\,;$$

so erhält man nach (36)

$$H_\varrho = \frac{2a\sigma_0}{\sqrt{(2\varrho)^3}} \int_{-a}^{+a} \frac{(\varrho-\eta)\,d\eta}{(B-\eta)\sqrt{a^2-\eta^2}} \left(\frac{D-x}{\sqrt{C-\eta}} + \frac{x}{\sqrt{G-\eta}} \right)$$

$$= \frac{a\sigma_0}{\sqrt{2\varrho^3}} \left\{ (D-x) \left[\frac{2}{\sqrt{C+a}} K\left(\sqrt{\frac{2a}{C+a}}\right) + \frac{2(\varrho-B)}{(B+a)\sqrt{C+a}} \Pi\left(\frac{2a}{B+a}; \sqrt{\frac{2a}{C+a}}\right) \right] \right.$$
$$\left. + x \left[\frac{2}{\sqrt{G+a}} K\left(\sqrt{\frac{2a}{G+a}}\right) + \frac{2(\varrho-B)}{(B+a)\sqrt{G+a}} \Pi\left(\frac{2a}{B+a}; \sqrt{\frac{2a}{G+a}}\right) \right] \right\}$$

Hierbei bedeutet K das vollständige elliptische Integral erster Gattung und $\Pi(\alpha^2, k)$ das vollständige elliptische Integral dritter Gattung. Benutzt man die Heumansche Lambda Funktion, für die nach (36) gilt

$$\Lambda_0(\xi, k) = \frac{2}{\pi}\left[E \cdot F(\xi, k') + K \cdot E(\xi, k') - K \cdot F(\xi, k')\right]$$

$$\xi = \arcsin \sqrt{\frac{\alpha^2-k^2}{\alpha^2 k'^2}}\,; \qquad k^2 + k'^2 = 1$$

wo K und E die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung zum Modul k sind und $F(\xi,k')$ und $E(\xi,k')$ die unvollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung, so erhält man

$$\Pi(\alpha^2,k)=\frac{\alpha\pi\Lambda_0(\xi,k)}{2\sqrt{(\alpha^2-k^2)\cdot(1-\alpha^2)}}\ ;$$

Setzt man für α^2 und k^2 die Ausdrücke von S.53 ein, so erhält man

$$\Pi\left(\frac{2a}{B+a},\sqrt{\frac{2a}{C+a}}\right)=\frac{\pi(\varrho+a)\sqrt{(D-x)^2+(\varrho+a)^2}}{2|\varrho-a|\,|D-x|}\cdot\Lambda_0(\xi_{D-x},k_{D-x})$$

$$\xi_{D-x}=\arcsin\frac{|D-x|}{\sqrt{(\varrho-a)^2+(D-x)^2}}\ ;\qquad \xi_x=\arcsin\frac{|x|}{\sqrt{(\varrho-a)^2+x^2}}$$

$$k^2_{D-x}=\frac{4a\varrho}{(D-x)^2+(a+\varrho)^2}\ ;\qquad k_x^2=\frac{4a\varrho}{x^2+(a+\varrho)^2}$$

$$H_\varrho=\frac{2a\sigma_0}{\varrho}\left\{\frac{D-x}{\sqrt{(D-x)^2+(a+\varrho)^2}}K(k_{D-x})+\frac{\pi}{2}\frac{(\varrho-a)\cdot(D-x)}{|\varrho-a|\cdot|D-x|}\Lambda_0(\xi_{D-x},k_{D-x})\right.$$

$$\left.+\frac{x}{\sqrt{x^2+(a+\varrho)^2}}K(k_x)+\frac{\pi}{2}\frac{(\varrho-a)\cdot x}{|\varrho-a|\cdot|x|}\Lambda_0(\xi_x,k_x)\right\};$$

Nimmt man an, daß $\varrho>a$ und faßt man die Ausdrücke rechts folgendermaßen zusammen

$$F(P)=\frac{2a\sigma_0}{\varrho}\left[\frac{|P|}{\sqrt{P^2+(a+\varrho)^2}}K(k_P)+\frac{\pi}{2}\Lambda_0(\xi_P,k_P)\right]$$

so erhält man für H_ϱ :

$$H_\varrho=F(D-x)\cdot\operatorname{sign}(D-x)+F(x)\cdot\operatorname{sign}(x);$$

Für H_y ergibt sich dann

$$H_y=\frac{y}{\varrho}\left[\operatorname{sign}(D-x)\cdot F(D-x)+\operatorname{sign}(x)\cdot F(x)\right];\qquad \varrho=\sqrt{y^2+z^2}$$

Für Ladungsringe von $\xi=-D$ bis $\xi=0$ mit der Ladungsdichte $-\sigma_0$ und von $\xi=0$ bis $\xi=+D$ mit der Ladungsdichte $+\sigma_0$ erhält man daraus durch einfache Überlagerung H_y(Dipol) in folgender Weise

$$H_y(\text{Dipol}) = \frac{y}{S}\left[2\cdot F(x)\cdot \operatorname{sign}(x) + F(D-x)\cdot\operatorname{sign}(D-x) - F(D+x)\cdot\operatorname{sign}(D+x)\right].$$

$\bar{H}_y$ ergibt sich in ähnlicher Weise wie in § 6.5 nach (37,38) durch Intagrationsvertauschung und Partialbruchzerlegung im Komplexen. Man erhält

$$\bar{H}_y = 2\int_{-a}^{+a}\int_0^D \frac{2a\sigma_0(y-\eta)\,d\eta\,d\xi}{\sqrt{a^2-\eta^2}\left[(x-\xi)^2+(y-\eta)^2\right]}$$

$$= 4a\pi\sigma_0\left[\alpha(x) + \alpha(D-x)\right]$$

mit

$$\alpha(P) = \operatorname{sign}(P)\cdot \operatorname{arctg}\frac{|P| + RE(P)}{y + IM(P)}$$

$$RE(P) = \sqrt{a^2 - y^2 + P^2 + R_p^2}$$

$$IM(P) = \sqrt{y^2 - a^2 - P^2 + R_p^2}$$

$$R_p^2 = \sqrt{(a^2 - y^2 + P^2)^2 + 4P^2y^2}$$

§ 6.5 $\bar{H}_y$ und $\bar{H}_x$ bei linear ansteigender Flächenladungsdichte $\sigma = \sigma_0\xi$ von $\xi = 0$ bis $\xi = +D$

Mit Hilfe von Integrationsvertauschung und Partialbruchzerlegung im Komplexen ergibt sich

$$\bar{H}_y = 2\int_{-a}^{+a}\int_0^D \frac{2a\sigma_0\xi(y-\eta)\,d\eta\,d\xi}{\sqrt{a^2-\eta^2}\left[(x-\xi)^2+(y-\eta)^2\right]} = 4a\sigma_0\int_{-a}^{+a}\frac{(y-\eta)\,d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}}\int_{-x}^{D-x}\frac{(\alpha+x)\,d\alpha}{\alpha^2+(y-\eta)^2}$$

$$= 2a\sigma_0\int_{-a}^{+a}\frac{d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}}\left[-\int_{y+ix}^{y-i(D-x)}\left(-1+\frac{i\bar{p}-\bar{q}}{\eta-\bar{q}}\right)d\bar{q} + \int_{y-ix}^{y+i(D-x)}\left(1+\frac{ip+q}{\eta-q}\right)dq\right]$$

$$= 2a\pi\sigma_0\left[\int_{y+ix}^{y-i(D-x)}\frac{\bar{p}+i\bar{q}}{\sqrt{a^2-\bar{q}^2}}\,d\bar{q} - \int_{y-ix}^{y+i(D-x)}\frac{-p+iq}{\sqrt{a^2-q^2}}\,dq\right]$$

$$= 4a\pi\sigma_0\left\{x\cdot\left[\operatorname{sign}(D-x)\cdot\alpha(D-x) + \operatorname{sign}(x)\,\alpha(x)\right] + \frac{y}{2}\ln\frac{R^2(D-x)}{R^2(x)} - \left[IM(D-x) - IM(x)\right]\right\}$$

mit $\alpha = \xi - x$; $p = x+iy$; $q = y+i\alpha$.

Hierbei bedeutet

$$\alpha(P) = \operatorname{arctg} \frac{|P| + RE(P)}{y + IM(P)}$$

$$RHO^2(P) = \sqrt{4P^2y^2 + (a^2 - y^2 + P^2)^2}$$

$$RE(P) = \sqrt{\tfrac{1}{2}} \cdot \sqrt{RHO^2(P) + a^2 - y^2 + P^2}$$

$$IM(P) = \sqrt{\tfrac{1}{2}} \sqrt{RHO^2(P) - a^2 + y^2 - P^2}$$

$$R^2(P) = \frac{1}{a^2}\left[P^2 + RE^2(P) + 2\cdot|P|\cdot RE(P) + y^2 + IM^2(P) + 2y\,IM(P)\right]$$

Die Wahl der Vorzeichen geschah hier entsprechend (38). Für $\bar{H}_x$ ergibt sich in analoger Weise

$$\bar{H}_x = -4a\sigma_0 \int_{-a}^{+a} d\eta \int_0^D \frac{\xi(\xi - x)\,d\xi}{\sqrt{a^2 - \eta^2}\left[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2\right]} = -4a\sigma_0 \int_{-a}^{+a} \frac{d\eta}{\sqrt{a^2 - \eta^2}} \int_{-x}^{D-x} \frac{\alpha(\alpha + x)\,d\alpha}{\left[(\eta - y)^2 + \alpha^2\right]}$$

$$= -2a\sigma_0 \int_{-a}^{+a} \frac{d\eta}{\sqrt{a^2 - \eta^2}} \left[\int_{y+xi}^{y-i(D-x)} \frac{(p - \bar{q})\,i\,d\bar{q}}{\eta - \bar{q}} + \int_{y-ix}^{y+i(D-x)} \frac{(\bar{p} - q)(-i\,dq)}{\eta - q} \right]$$

$$= 2a\sigma_0\pi \left[\int_{y+ix}^{y-i(D-x)} \frac{p - \bar{q}}{\sqrt{a^2 - \bar{q}^2}}\,d\bar{q} + \int_{y-ix}^{y+i(D-x)} \frac{\bar{p} - q}{\sqrt{a^2 - q^2}}\,dq \right]$$

$$= 4a\pi\sigma_0 \left\{ -\frac{x}{2} \ln \frac{R^2(D-x)}{R^2(x)} + \operatorname{sign}(D-x)\left[y\cdot\alpha(D-x) - RE(D-x)\right] + \operatorname{sign}(x)\left[y\cdot\alpha(x) - RE(x)\right] \right\}$$

mit denselben Abkürzungen wie oben.

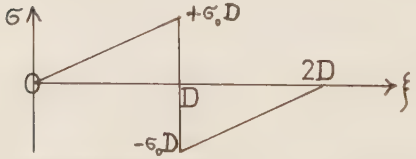

Abb.40. Ladungsdichte mit unstetigem Übergang bei $\xi = D$

Bei dem in Abb.40 skizzierten Ladungsdichteverlauf erhält man für $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$ folgende Beziehungen

$$\bar{H}_x(D, 0, x) = \bar{H}_x(x) + \bar{H}_x(2D - x)$$

$$\bar{H}_y(D, 0, x) = \bar{H}_y(x) - \bar{H}_y(2D - x)$$

wobei die Funktionen dreier Variabler zur Ladungsverteilung der Abb.40 gehören sollen, die Funktionen einer Variablen die oben bestimmten Funtionen darstellen sollen.

§ 6.6 Berechnung des Normalfeldes H_y und des Tangentialfeldes H_x bei linear ansteigender Flächenladungsdichte $G = G_0 \xi$ von $\xi = 0$ bis $\xi = D$

Für die Normalkomponente der Feldstärke gilt

$$H_y = \int_0^D d\xi \int_{-a}^{+a} \frac{2aG_0 \xi (y-\eta)\, d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}\cdot\sqrt{[(\xi-x)^2+(\eta-y)^2+(\xi-z)^2]^3}}$$

Legt man wieder den Aufpunkt P in die xy-Ebene und nützt die Zylindersymmetrie aus, so erhält man den leichter integrierbaren Ausdruck

$$H_\varrho = \int_0^D d\xi \int_{-a}^{+a} \frac{2aG_0 \xi (\varrho-\eta)\, d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}\sqrt{[(\xi-x)^2+(\eta-y)^2+a^2-\eta^2]^3}} \quad \text{mit } \varrho = \sqrt{y^2+z^2}$$

Benützt man dieselben Abkürzungen wie in § 6.4, so erhält man nach Integration über ξ den Ausdruck

$$H_\varrho = \frac{2aG_0}{\sqrt{(2\varrho)^3}} \int_{-a}^{+a} \frac{(\varrho-\eta)\, d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}} \left[\frac{-2\varrho}{\sqrt{C-\eta}} + \frac{2\varrho}{\sqrt{G-\eta}} + \left\{ \frac{D-x}{(B-\eta)\sqrt{C-\eta}} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{x}{(B-\eta)\sqrt{G-\eta}} \right\}\right]$$

Der Ausdruck in der geschweiften Klammer ist derselbe wie in § 6.4; das Integral läßt sich also mit der dort erhaltenen Funktion F(P) darstellen. Die Integration des damit nicht ausdrückbaren Rests führt auf Ausdrücke, die sich mit Hilfe einer Funktion F1(P) darstellen lassen

$$F1(P) = \frac{2aG_0}{\varrho}\left[\frac{P^2+a^2-\varrho^2}{\sqrt{P^2+(\varrho+a)^2}} K(k_p) - \sqrt{P^2+(\varrho+a)^2}\, E(k_p)\right]$$

mit

$$K(k_p) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k_p^2 \sin^2\varphi}} \qquad k_p = \frac{4a\varrho}{P^2+(a+\varrho)^2}$$

$$E(k_p) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k_p^2 \sin^2\varphi}\, d\varphi \qquad \varrho = \sqrt{y^2+z^2}$$

a = Radius des Kristalls

P = unabhängige Variable

Koordinaten wie in Abb.30

Damit ist H_y für einen Streifen der Breite D mit linear

ansteigender Flächenladung $\sigma = \sigma_0 \xi$ von $\xi = 0$ bis $\xi = D$, das wir unten mit $H_y(D,x)$ bezeichnen werden, gegeben durch

$$H_y(D,x) = \frac{y}{5}\left\{F1(x) - F1(D-x) + x\cdot[\operatorname{sign}(x)\cdot F(x) + \operatorname{sign}(D-x)\cdot F(D-x)]\right\},$$

wobei $F(P)$ in § 6.4 definiert wurde.

Für die in Abb.40 skizzierte Ladungsdichte erhält man als Normalkomponente der Feldstärke, bezeichnet mit $H_y(D,0,x)$ den Ausdruck

$$H_y(D,0,x) = \frac{y}{5}\left\{F1(x) - F1(2D-x) + |x|\cdot F(x) - 2\cdot D\operatorname{sign}(x-D)\cdot F(D-x) - |2\cdot D - x|\cdot F(2\cdot D - x)\right\}$$

der numerisch mit der TR4 berechnet wurde.

Für die Ladungsverteilung nach Abb.41 erhält man als Normalkomponente der Feldstärke, bezeichnet mit $H_y(D_1,D_2,x)$, den folgenden Ausdruck

$$H_y(D_1,D_2,x) = H_y(D_1,x) - H_y(D_1, 2\cdot D_1 + 2\cdot D_2 - x) + \frac{D_1}{D_2}\cdot[H_y(D_2, D_1+D_2-x) - H_y(D_2, x-D_2-D_1)]$$

dessen Berechnung mit der TR4 durchgeführt wurde und ebenso die Berechnung des zugehörigen $\bar{H}_x$ und $\bar{H}_y$.

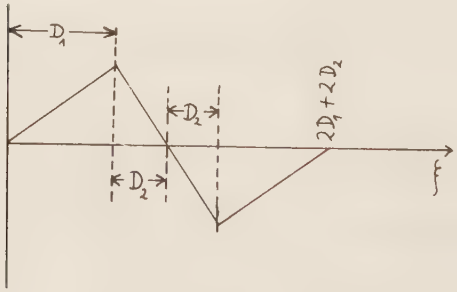

Abb.41. Ladungsverteilung mit Übergangsbereichsbreite $2\cdot D_2$.

Für die Tangentialkomponente der Feldstärke gilt bei linear ansteigender Flächenladungsdichte $\sigma = \sigma_0 \xi$ von $\xi = 0$ bis $\xi = D$

$$H_x(D,x) = 2a\sigma_0 \int_0^D d\xi \int_{-a}^{+a} \frac{\xi(x-\xi)\,d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}\,\sqrt{[(\xi-x)^2+(\eta-y)^2+(\xi-z)^2]^3}}$$

Legt man wieder den Aufpunkt in die xy-Ebene und nützt die Zylindersymmetrie aus, so erhält man den leichter integrierbaren Ausdruck

$$H_x(\varrho,x) = 2a\sigma_0 \int_0^D d\xi \int_{-a}^{+a} \frac{\xi(x-\xi)\,d\xi}{\sqrt{a^2-\eta^2}\cdot\sqrt{[(\xi-x)^2+(\eta-y)^2+a^2-\eta^2]^3}}$$

$$= 2a\sigma_0 \int_{-a}^{+a} \frac{d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}} \Bigg[x\left(\frac{1}{\sqrt{(D-x)^2+\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}} - \frac{1}{\sqrt{x^2+\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}}\right)$$

$$+ \left(\frac{D-x}{\sqrt{(D-x)^2+\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}} + \frac{x}{\sqrt{x^2+\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}}\right)$$

$$- \left(\frac{D-x}{|D-x|}\,\mathrm{Ar\,sin}\,\frac{|D-x|}{\sqrt{\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}}\right.$$

$$\left. + \frac{x}{|x|}\,\mathrm{Ar\,sin}\,\frac{|x|}{\sqrt{\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}}\right)\Bigg]$$

$$= 2a\sigma_0 \int_{-a}^{+a} \frac{d\eta}{\sqrt{a^2-\eta^2}} \Bigg[\frac{D}{\sqrt{(D-x)^2+\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}} - \left(\frac{D-x}{|D-x|}\,\mathrm{Ar\,sin}\,\frac{|D-x|}{\sqrt{\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}}\right.$$

$$\left. + \frac{x}{|x|}\,\mathrm{Ar\,sin}\,\frac{|x|}{\sqrt{\varrho^2+a^2-2\eta\varrho}}\right)\Bigg] .$$

Benützt man die Beziehung

$$\mathrm{Ar\,sin}\,\frac{v}{A} = -\frac{1}{2}\ln A^2 + \ln\left(v+\sqrt{v^2+A^2}\right)$$

so läßt sich ein numerisch leichter integrierbarer Ausdruck erhalten

$$H_x(\varrho,x) = 2a\sigma_0 \Bigg[\frac{2D}{\sqrt{(D-x)^2+(a+\varrho)^2}}\, K\left(\sqrt{\frac{4a\varrho}{(D-x)^2+(a+\varrho)^2}}\right) + \pi \ln\frac{\varrho}{2}$$

$$- \frac{D-x}{|D-x|} \int_0^{\pi} \ln\left(\frac{|D-x|}{\sqrt{2\varrho}} + \sqrt{\frac{(D-x)^2+a^2+\varrho^2}{2\varrho} - a\cos\varphi}\right) d\varphi$$

$$- \frac{x}{|x|} \int_0^{\pi} \ln\left(\frac{|x|}{\sqrt{2\varrho}} + \sqrt{\frac{x^2+a^2+\varrho^2}{2\varrho} - a\cos\varphi}\right) d\varphi$$

wobei $K(k)$ das vollständige elliptische Integral erster Gattung zum Modul k ist. Bezeichnet man das Integral

$$\int_0^{\pi} \ln\left(\frac{|P|}{\sqrt{2\varrho}} + \sqrt{\frac{P^2+a^2+\varrho^2}{2\varrho} - a\cos\varphi}\right) d\varphi = INT(P)$$

mit INT(P), so erhält man für die Ladungsverteilung nach Abb.41 den folgenden Ausdruck für H_x bei ϱ =2 mm:

$$\frac{1}{G_0} H_x(D_1, D_2, x) = 4\left\{\frac{x}{|x|} \cdot INT(x) + \frac{D_2 - x}{|D_1 - x|}\left(1 + \frac{D_1}{D_2}\right) \cdot INT(D_1 - x)\right.$$
$$+ \frac{x - D_1 - 2D_2}{|x - D_1 - 2D_2|}\left(1 + \frac{D_1}{D_2}\right) \cdot INT(x - D_1 - 2D_2)$$
$$\left. + \frac{2D_1 + 2D_2 - x}{|2D_1 + 2D_2 - x|} INT(2 \cdot D_2 + 2D_1 - x)\right\}$$

Das Integral INT(P) und dieser Ausdruck wurden für $\varrho = a$ numerisch mit Hilfe der TR4 berechnet.

§ 6.7 Berechnung des Integrals $\bar{H}_y$ bei 2^o gegen die Wandrichtung verkipptem Strahl

Zur Berechnung des Integrals $\bar{H}_y$ bei 2^o gegen die Wandrichtung verkipptem Strahl wurde die Feldstärke $H_y(D,0,x)$ von Seite 58 als Funktion von z numerisch integriert, wobei jedoch auch die x-Koordinate von z abhängig ist in der folgenden Weise:

$$H_y(D, 0, x + z \cdot \sin 2^o, z).$$

Zur Kontrolle des Programms wurde auch numerisch integriert zwischen den Grenzen -3 und +3 mm für 0^o Verkippung und die so erhaltenen Integrale mit den bei Integrationsvertauschung erhaltenen Werten von Seite 56 verglichen. Die beiden Ergebnisse stimmten in den ausgedruckten 4 gültigen Ziffern überein. Für die Heumansche Lambda Funktion wurde eine Reihenentwicklung benutzt, die aus (36) entnommen wurde. Ihre Gültigkeit wurde dadurch geprüft, daß die zu integrierende Funktion über den fraglichen Bereich hinweg mit Hilfe dieser Reihe berechnet wurde und zum Vergleich auch mit dem Ausdruck von Seite 53 mit Hilfe der vollständigen und unvollständigen elliptischen Integrale. Man erhielt in beiden Fällen bis auf 9 Stellen dieselben Zahlen, wobei die Berechnung mit der Reihe schneller ging, was für die Integration sehr wesentlich ist. Zur numerischen Integration wurde durchwegs (39) benutzt, was in der TR4 als Code Procedure vorhanden war.

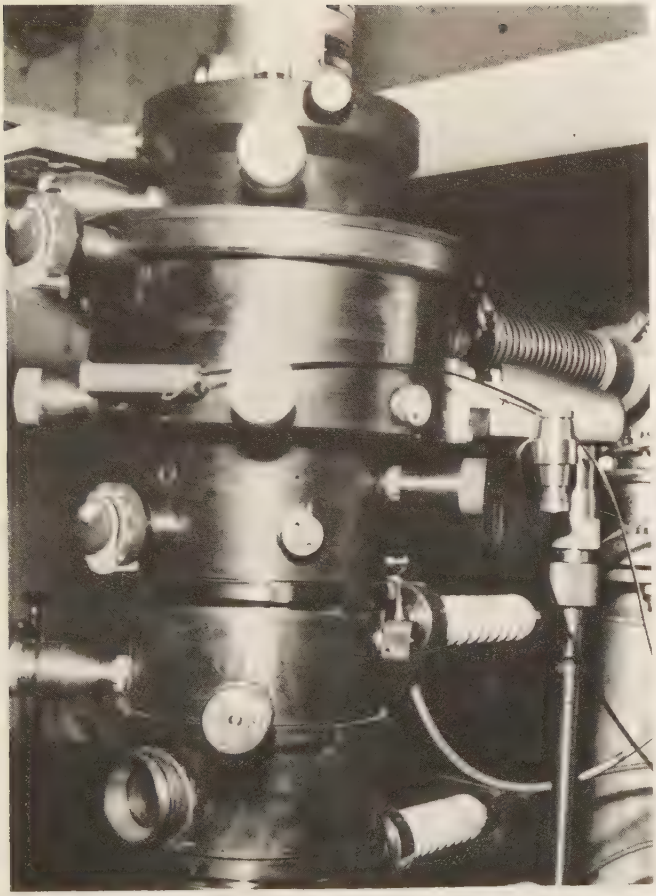

Abb.1a).Äußerer Aufbau des zweistufigen elektrostatischen Elektronenmikroskops mit großem Objektgehäuse zur Aufnahme großer Proben und eines magnetischen Jochs

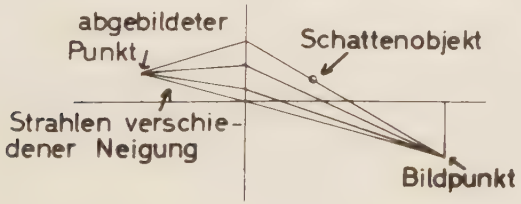

Abb.1b).Zur Strahlkennzeichnung mit Schattenobjekt: Nur Strahlen, die unter einem bestimmten Winkel vom Objekt ausgehen, treffen das Schattenobjekt.Bei kleiner Apertur wirft das Schattenobjekt einen scharfen Schatten

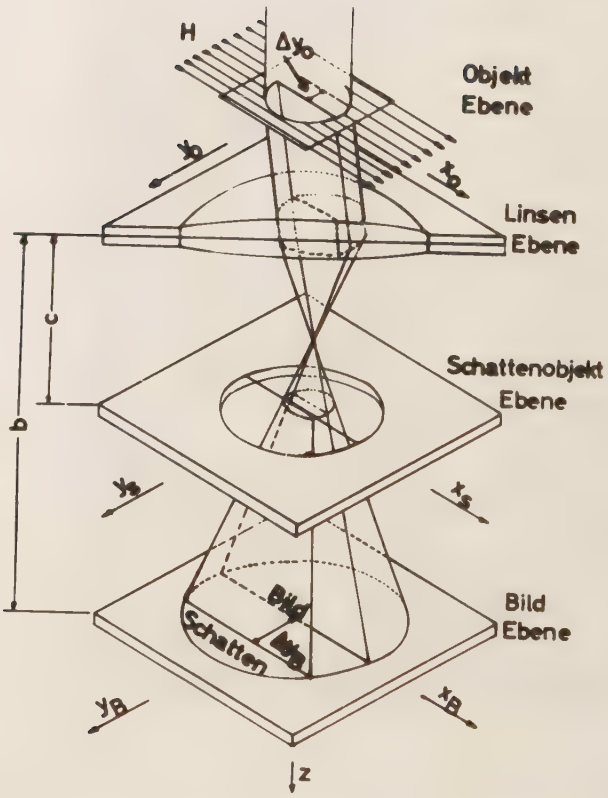

Abb.2. Prinzip der elektronenoptischen Schattenmethode
Bezeichnungen für Entfernungen und Koordinaten;
Bild und Schatten ohne Feld H zusammenfallend,
mit Feld um Δy_B außeinander. Δy_B Maß für $\bar{H}$ an
der Δy_o vom Objekt entfernten Stelle.

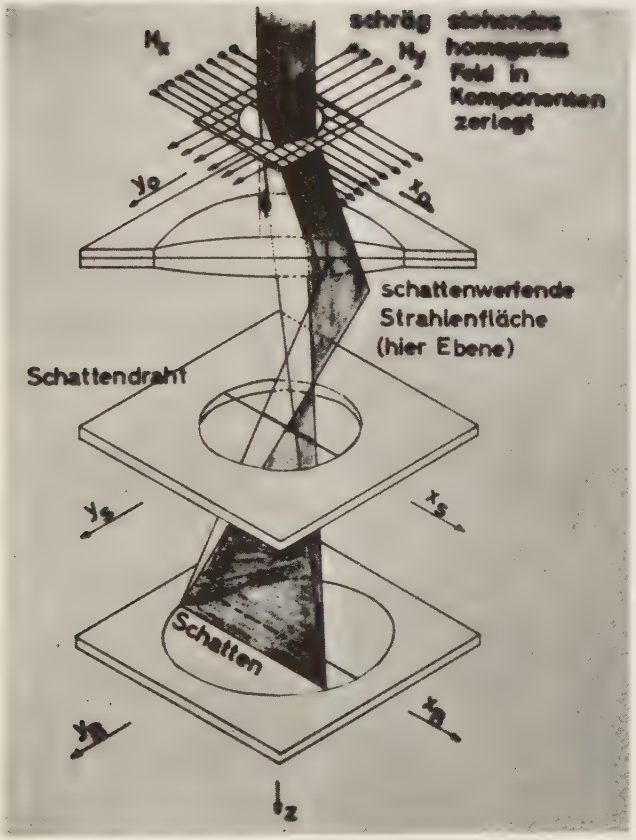

Abb.3. Möglichkeit der Zerlegung des Feldes in der Objektebene in Komponenten durch die Schattendrahtstellung. Schattenablenkung nur durch Feldkomponente parallel zum Schattendraht.

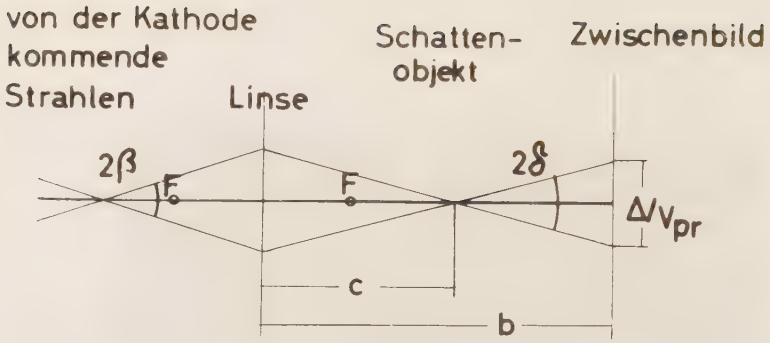

Abb.4. Entstehung der Schattenunschärfe. Bezeichnungen zu Beziehung ((4)). Die Strahlen von der Kathode schneiden sich unter dem Winkel 2β. In der Schattenobjektebene schneiden sie sich unter dem Winkel 2δ.

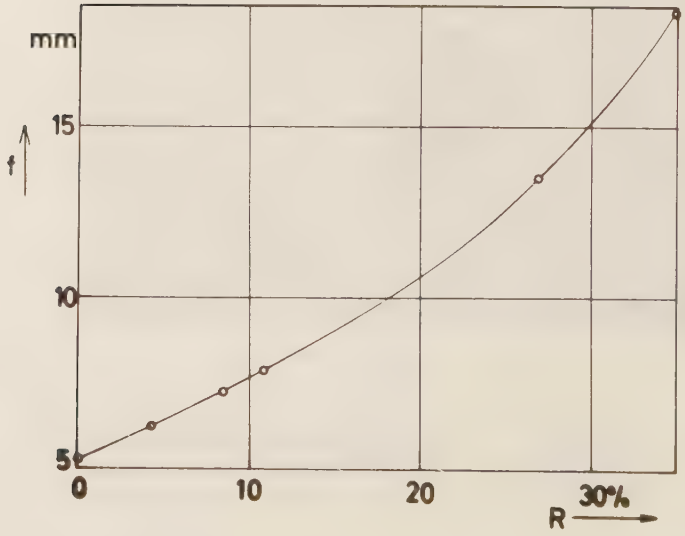

Abb.5. Brennweiten f als Funktion des Spannungsverhältnisses R für das Objektiv. (Zur Messung und Fehlerabschätzung von $\bar{H}$).

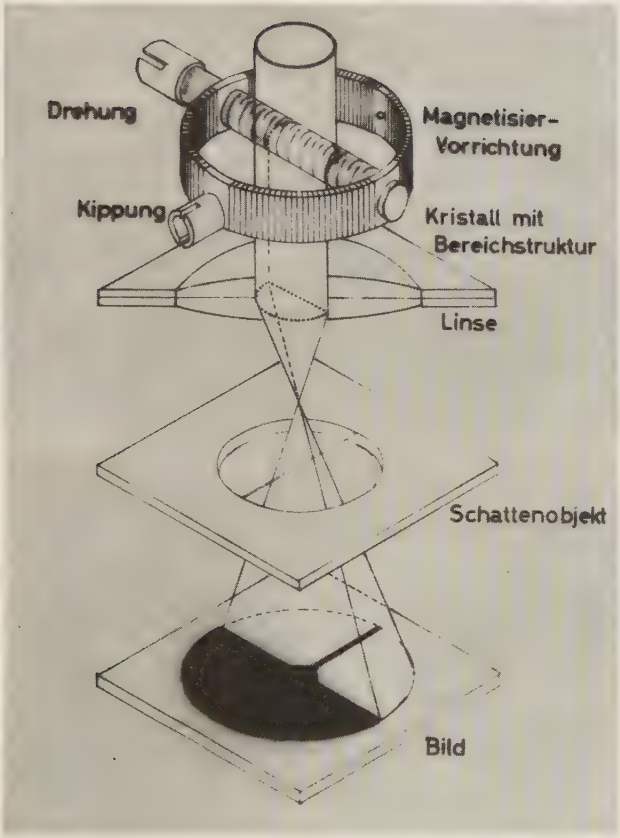

Abb.6. Anordnung zur Messung von magnetischen Mikrofeldern über Blochwandkanten: Um seine Achse drehbarer zylindrischer Kristall mit Bereichstruktur in kippbarem magnetischem Joch gelagert. Die Streufelder über den Wänden beeinflussen den Elektronenstrahl, was sich in der Schattenverzerrung zeigt.

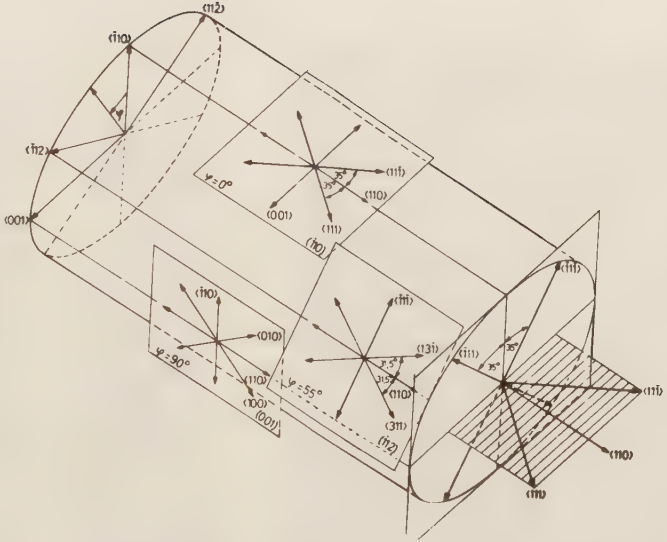

Abb.7. Die kristallographischen Richtungen und Ebenen des ⟨110⟩-Nickelkristalls und die Bedeutung des Winkels φ (nach Spreen (1)).

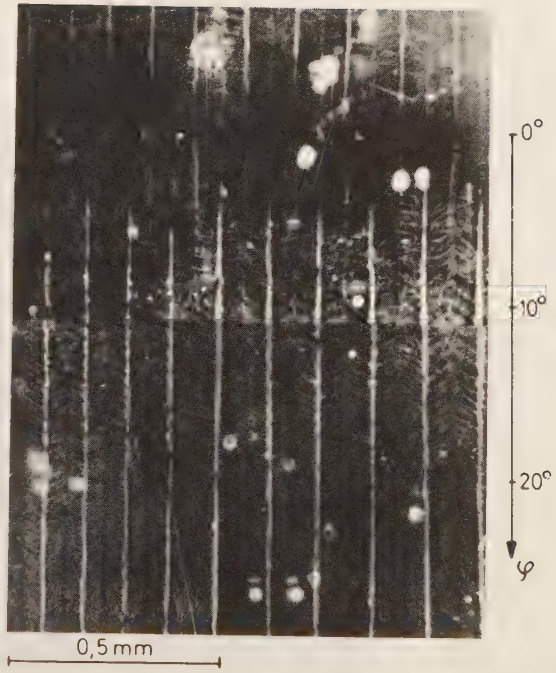

Abb.8. Bittermuster auf einen runden 110 -Nickeleinkristall; H_i=2 Oe (idealisiert). (Aufnahme von Spreen (1)).

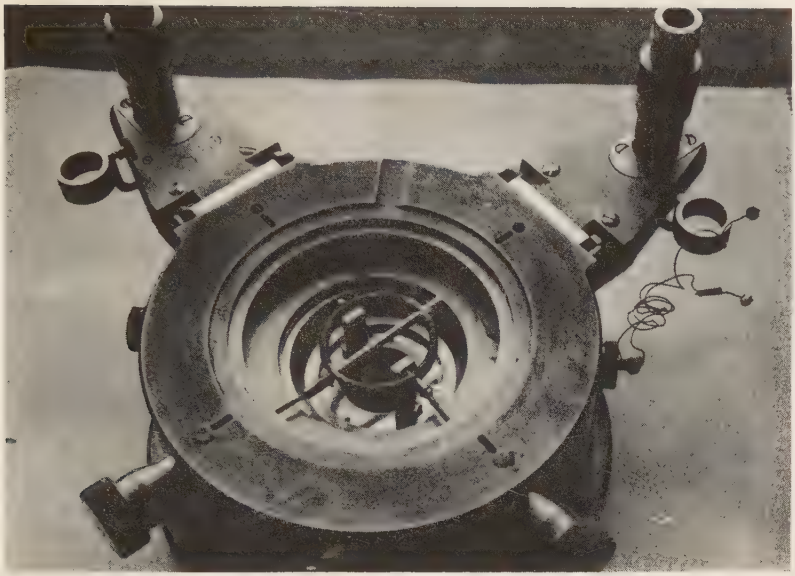

Abb.9. Objektraum mit Magnetisierungsjoch

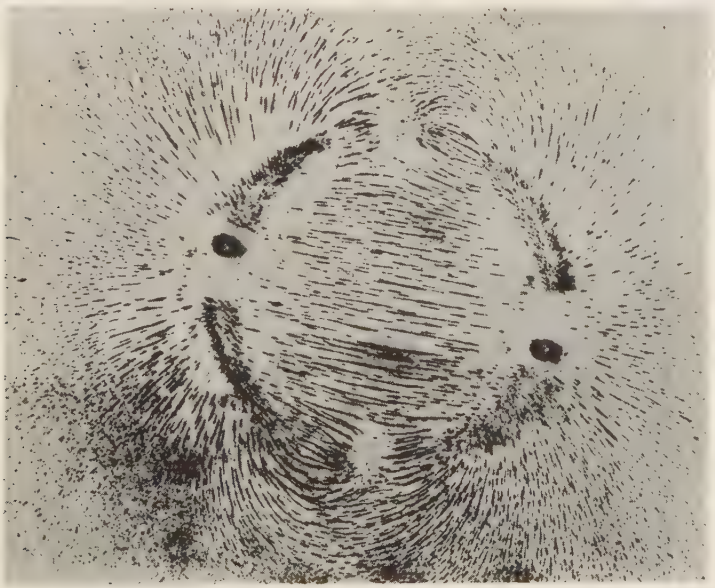

Abb.10. Verlauf des Feldes im Magnetisierungsjoch, sichtbar gemacht mit Eisenpulver. Die Pole sind die Auflagestellen des Kristalls, die Feldlinien verlaufen in Richtung der Kristallachse.

Abb.11. Umschlagen der Ablenkungen bei kleinen Winkelverstellungen φ durch dazwischenliegende 180°-Wände (Defokussierte Übersichtsabbildung ohne Objektiv, nur mit Beugungslinse und Projektiv I). Zwischen Abb.11a und 11b Winkelverstellung von 10°. Kristallschatten dunkel. Die kleinen Zacken auf dem Zwischenbereich rühren von kleineren Streufeldern her, die hier nicht untersucht werden. *Vergr. 400x*

Abb.12. Defokussierte Übersichtsabbildungen bei verschiedenen Winkelstellungen zur Auffindung der Hauptflächen. Bei $\varphi = 0^{\circ}, 180^{\circ}$ werden die Elektronen an den Hauptflächen entlang geschossen. (Bild negativ, Kristallschatten hell) *Vergr. 90x*

Abb.13a). Aufspaltung in drei Schatten an der Kristalloberfläche durch das Normalfeldintegral

Abb.13b). Durch Umpolen des Feldes bewirkte Änderung des Schattens von a).

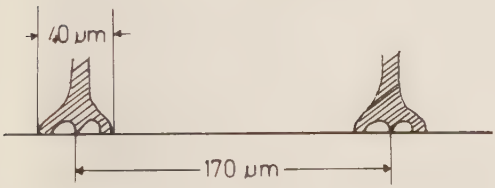

Abb.13c). Größenverhältnisse der Schattenverzerrungen im Vergleich zur Periodenlänge. Schatten schraffiert.

Abb.14a). Schattenverzerrung durch das Tangential-feldintegral.

Abb.14b). Aufspalten in zwei Schatten bei Umpolen des Feldes.

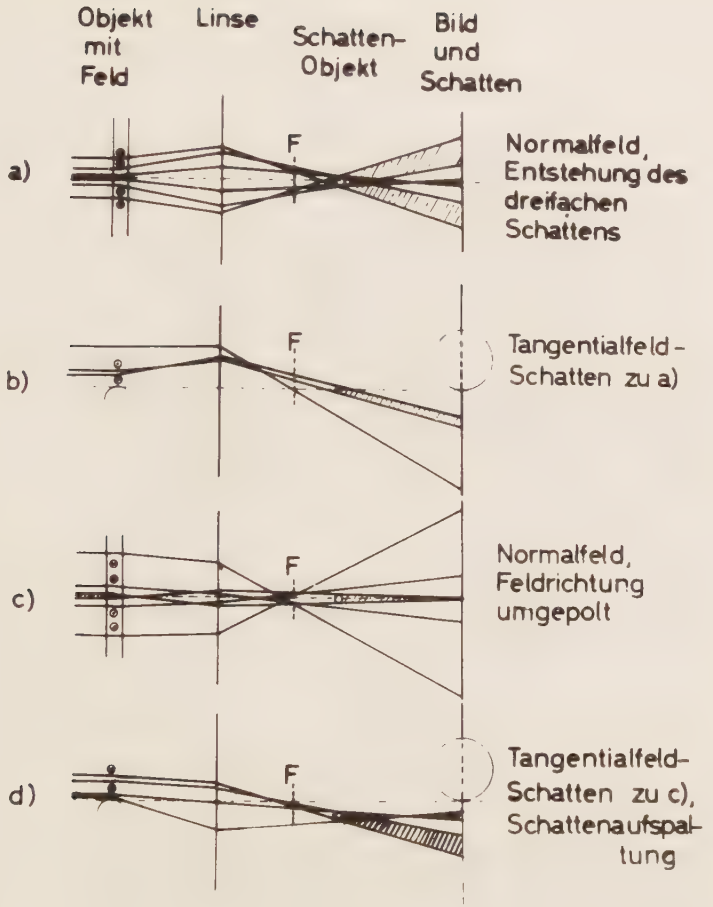

Abb.15. Zustandekommen der verschiedenen Schattenverzerrungen durch Tangentialfeld und Normalfeld. In a) und c) stehen Schattendraht und Feld senkrecht zur Oberfläche und zur Bildebene, das Objekt liegt in der Bildebene. Bei a) liegt der Nordpol oben bei c) unten. In b) und d) stehen Schattendraht und Feld und Objekt parallel zueinander und senkrecht zur Bildebene. Im Fall a) und d) hat man Schattenaufspaltung, im Fall b) und c) einfachen Schatten.

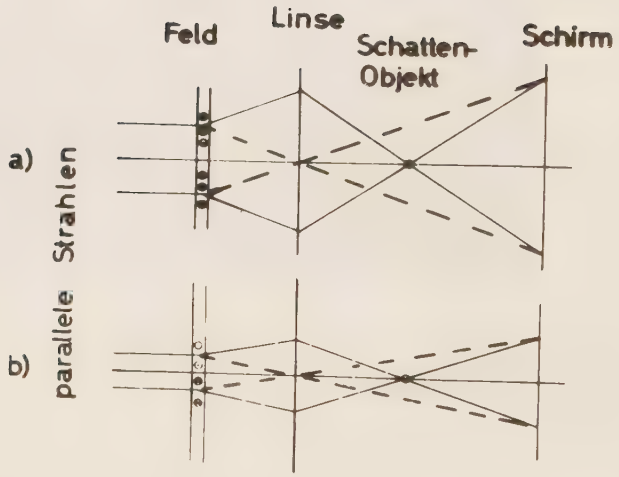

Abb.16. Schattenaufspaltung durch das Normalfeld in verschiedenen Entfernungen von der Kristalloberfläche. a) Aufspaltung näher an der Oberfläche: stärkeres Feld gibt größere Aufspaltung. b) Aufspaltung in etwas größerer Entfernung von der Oberfläche: schwächeres Feld gibt schwächere Aufspaltung.

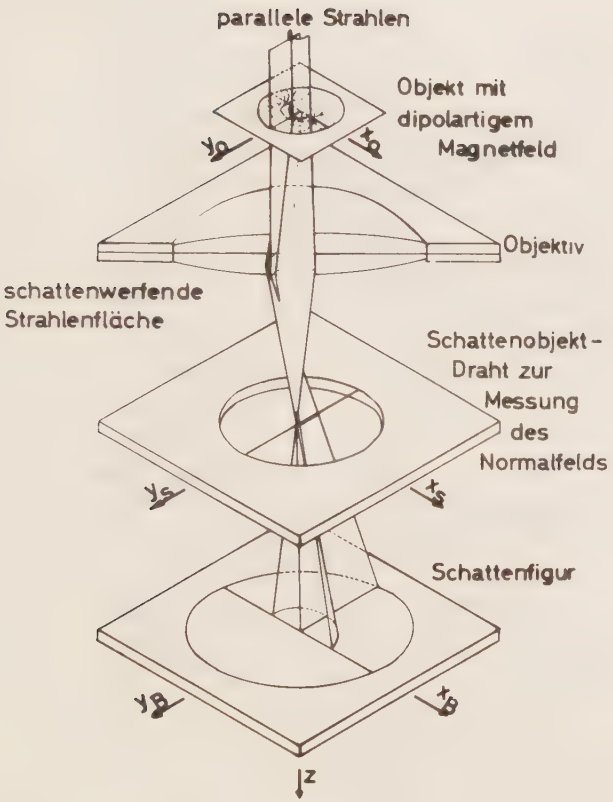

Abb.17. Räumliche Darstellung des Zustandekommens der Schattenverzerrung durch das Normalfeld über einem Dipol. Schattendraht senkrecht zum Dipol, schattenwerfende Strahlenfläche bis zur Objekt ebene zurückkonstruiert, soll zeigen, an welcher Stelle des Objektraums das Feld wirksam ist.

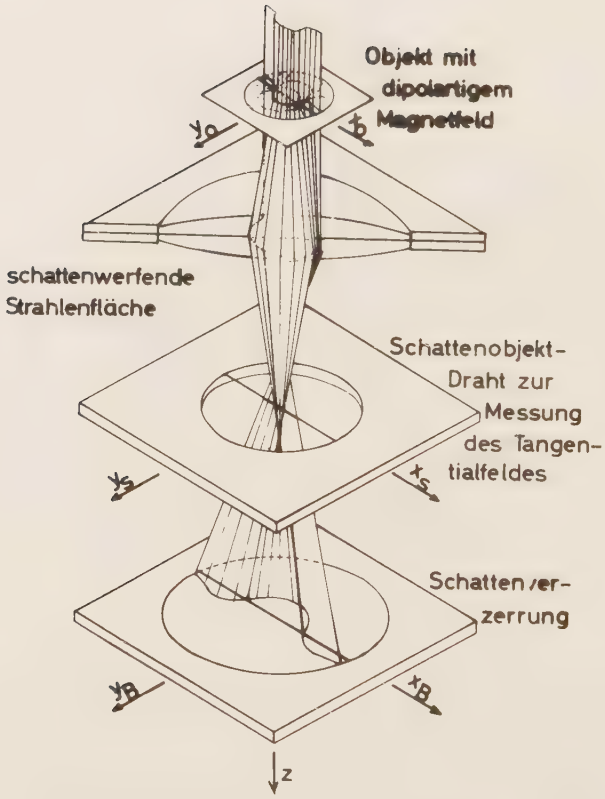

Abb.18. Räumliche Darstellung des Zustandekommens der Schattenverzerrung durch das Tangentialfeld über einem Dipol. Schattendraht parallel zum Dipol.

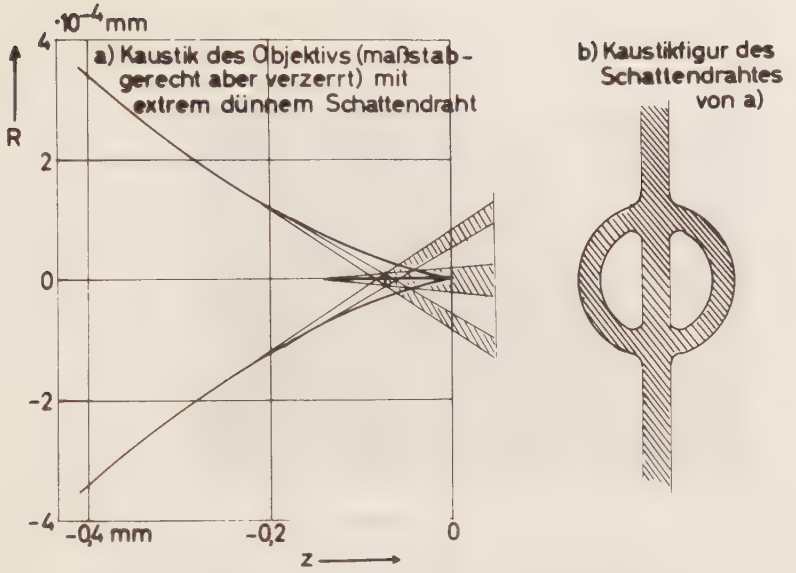

Abb.19. Kaustik des Objektivs und Entstehung der Kaustikfigur eines extrem (200 AE) dünnen Schattendrahtes.

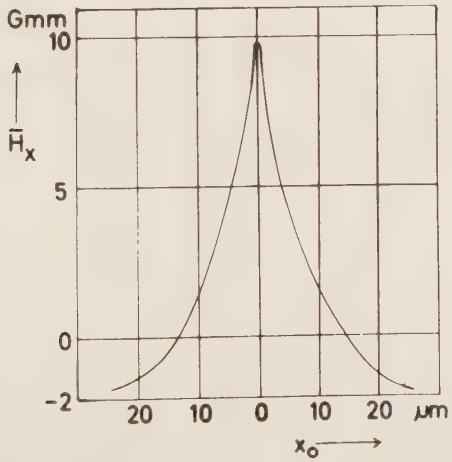

Abb.20. Beispiel einer Tangentialfeldintegralauswertung.

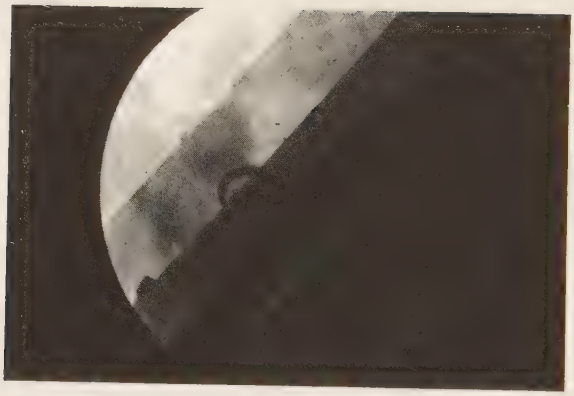

Abb.21a). Zu Abb.20 gehörige Schattenbild Aufnahmeserie auf eine Platte. Es ist die Nulllinie und die Schattenverzerrung bei drei Objektstellungen zu sehen. Schattenobjekt immer in derselben Stellung.

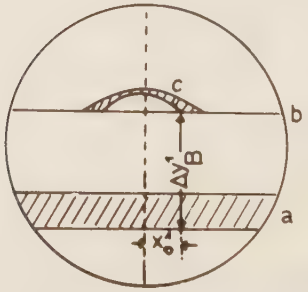

Abb.21b). Skizze mit Nullinie und Schattenverschiebung Δy_B, wie sie zur Auswertung aus Abb. 21a) zu entnehmen sind. a unverzerrter Schattendraht=Nullinie, b Kristallkante, c verzerrter Drahtschatten.

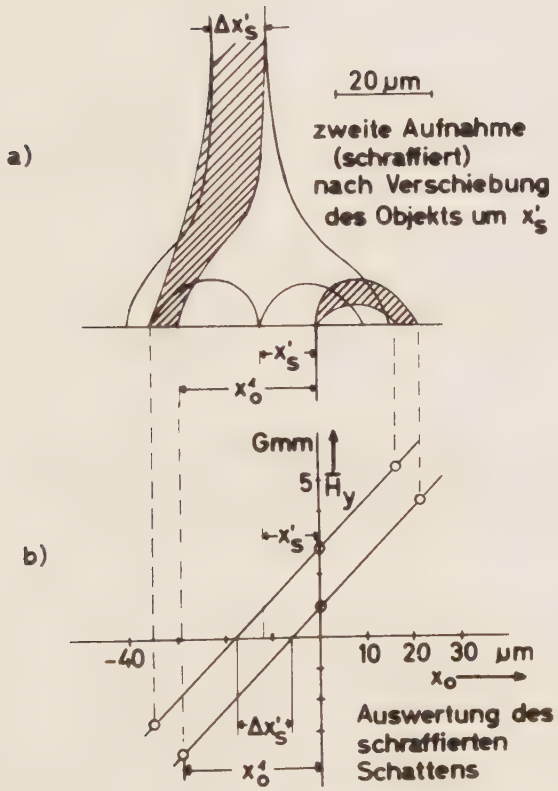

Abb.22. Darstellung der graphischen Konstruktion von Punkten der Kurve $\bar{H}_y(x_o)$, zur Vereinfachung mit der Annahme, daß der Schatten in der Mitte ganz spitz zuläuft.

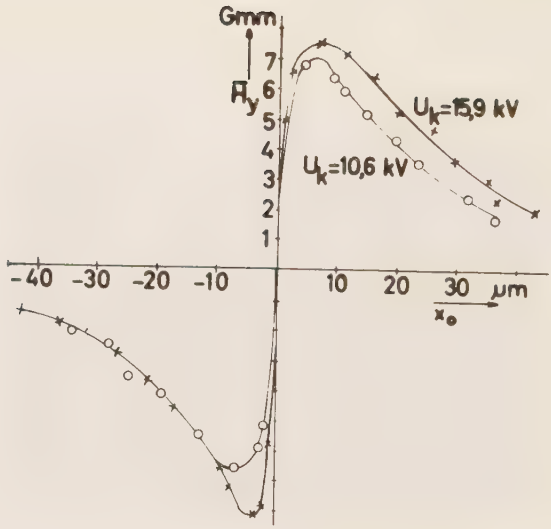

Abb.23. $\bar{H}_y(x_o)$-Kurve bei verschiedenen Strahlspannungen aufgenommen. Wegen größerer Schattenunschärfe bei niedrigen Spannungen sind hier stärkere Abweichungen möglich. Die Maxima links unten weichen 20% voneinander ab.

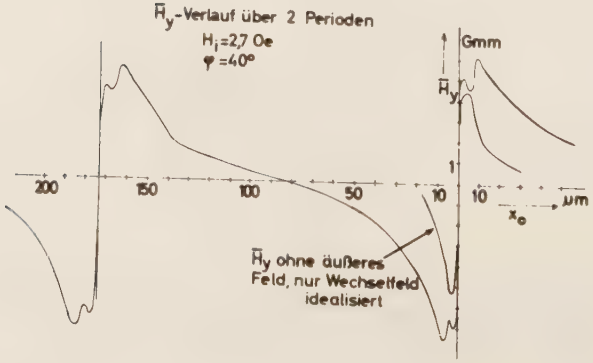

Abb.25. Normalfeldintegralkurve über einen ganzen Bereich hinweg bei H_i=2,7 Oe, φ=40°. Rechts zusätzlich ein $\bar{H}_y$-Verlauf ohne Zugfeld.

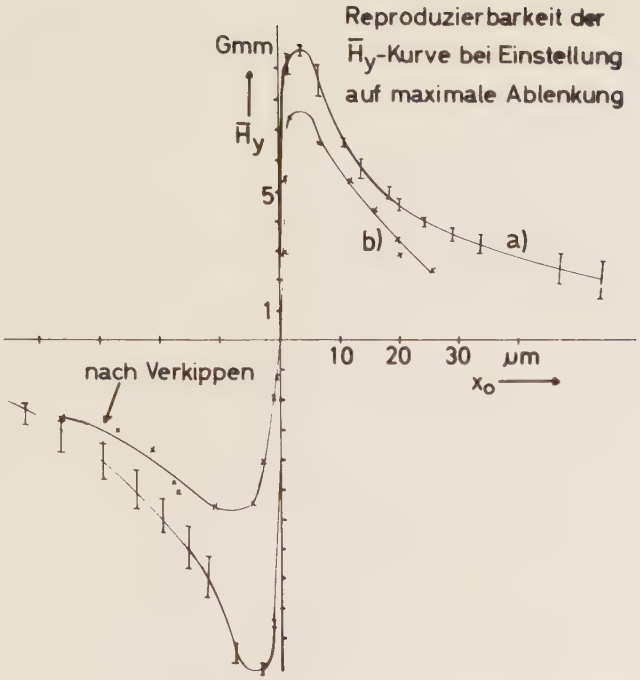

Abb.24a). Reproduzierbarkeit bei verschiedenen Aufnahmeserien und sonst gleichen Einstellungen am Gerät (Kurve mit Fehlerbalken).
b). Wirkung einer Verkippung von 2^o-3^o um die Achse senkrecht zur Kristallachse (niedrigere Kurve).

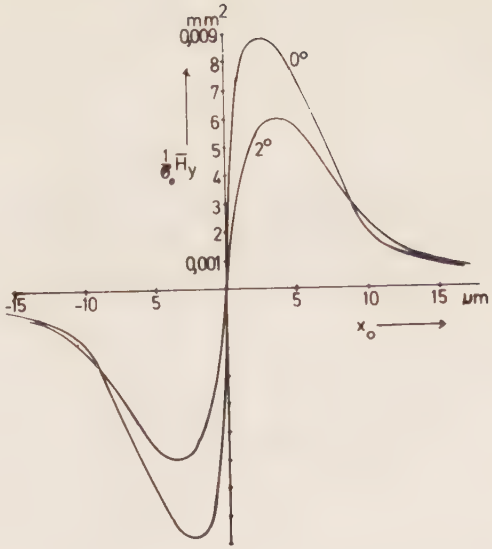

Abb.24c). Änderung des gerechneten Verlaufs der $\bar{H}_y(x_o)$ Kurve für Ladungsstreifen der Breite D=0,01mm, deren entgegengesetzte Ladungsdichten linear gegen die Mitte zwischen beiden Streifen hin ansteigt, bei Verkippung um 2^o. Zum Vergleich die Kurve ohne Verkippung (0^o).

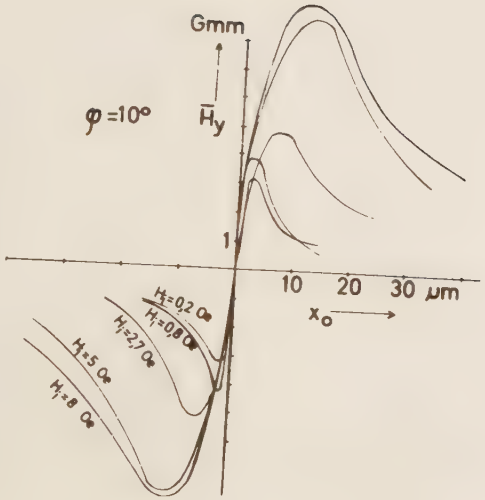

Abb.26a). Normalfeldintegralkurven bei verschiedenem innerem Feld H_i bei φ=10°.

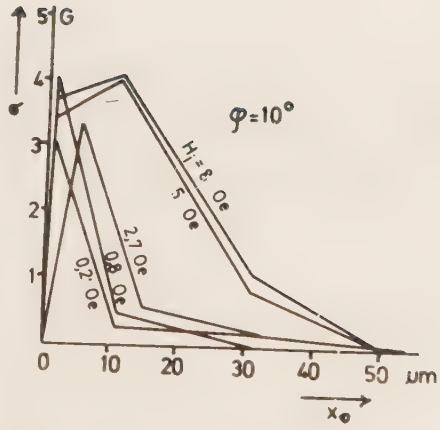

Abb.26c). Beschreibung der $\bar{H}_y$-Kurven von Abb.26a mit einer Geradennäherung der Ladungsverteilung auf dem Kristall. Bei x_o=0 ist der Symmetriepunkt über der Wand, die Ladungsverteilung ist nach links unten symmetrisch ergänzt zu denken.

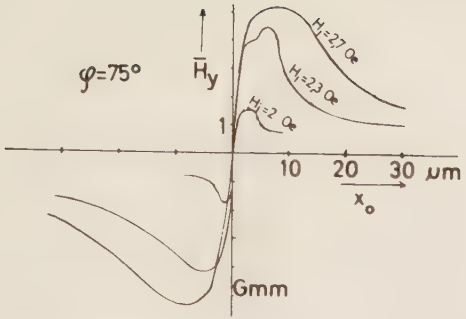

Abb.26b). Normalfeldintegralkurven bei verschiedenem innerem Feld H_i bei $\varphi=75^0$.

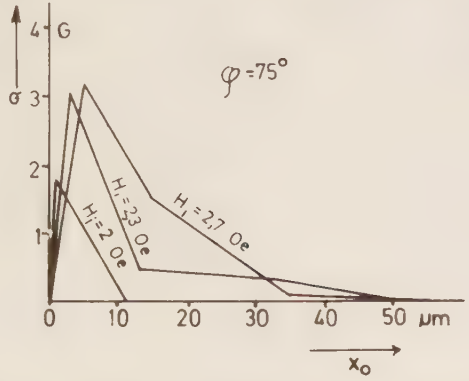

Abb.26d). Beschreibung der $\bar{H}_y$-Kurven von Abb.26b) mit einer Geradennäherung der Ladungsverteilung auf dem Kristall. (Wie Abb.26c).

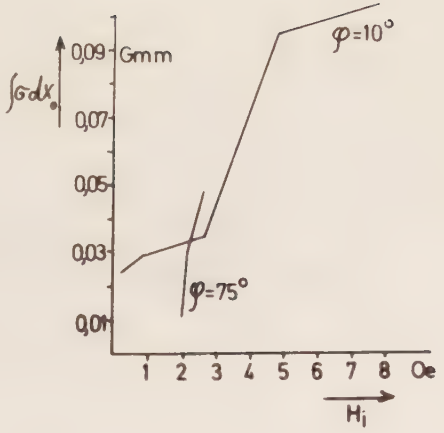

Abb.26e). Verhalten der Gesamtladung auf der Oberfläche des Kristalls bei Änderung von H_i bei $\varphi=10^0$ (zu Abb.26a) und bei $\varphi=75^0$ (zu Abb.26b).

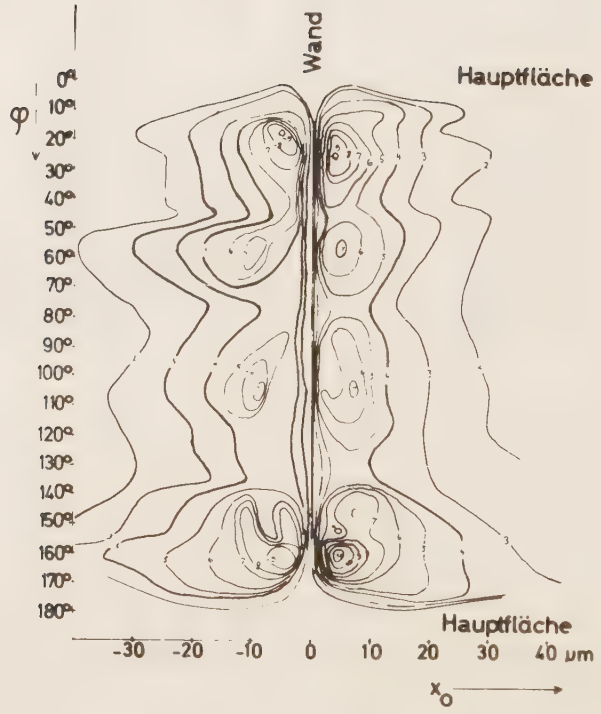

Abb.27a). Höhenkarte des Verlaufs der Normalfeldintegrale über einer ganzen Wand, direkt auf der Oberfläche eines runden ⟨110⟩-Nickelkristalls von 4 mm Durchmesser. Die Wand liegt bei x_o=0. Höhenparameter $\bar{H}_y$ in Gmm. H_i=2,5 Oe.

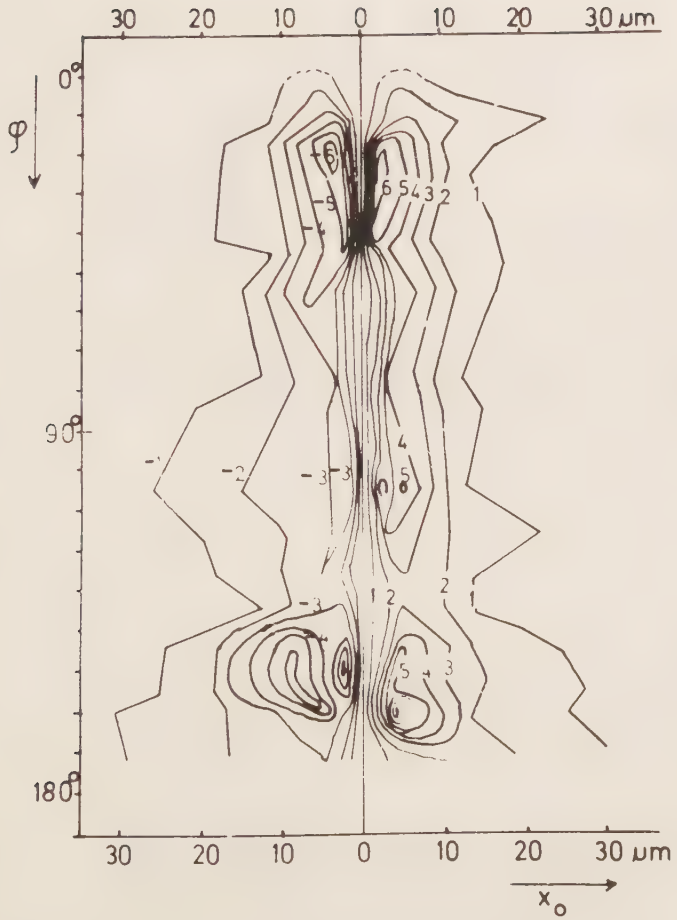

Abb.27b). Höhenkarte des Verlaufs der Ladungsdichte auf der Oberfläche des Kristalls, aus Abb. 27a) durch Polygonnäherung erhalten. Höhenparameter G in Gauß.

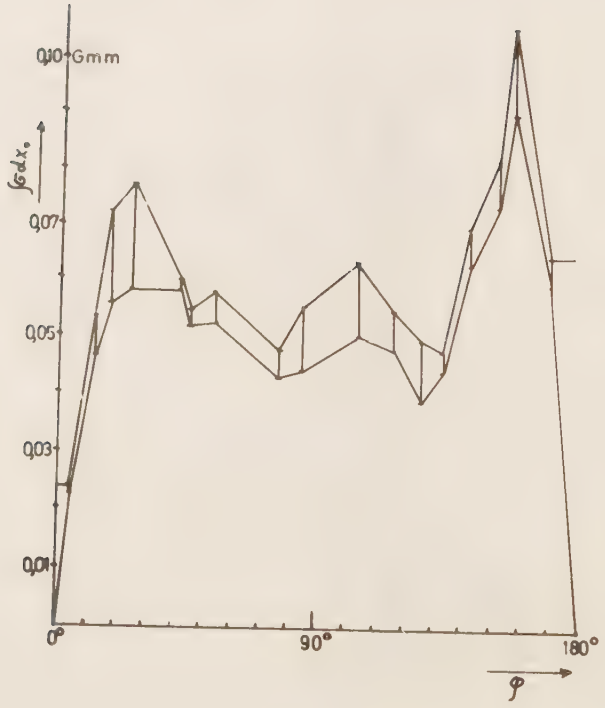

Abb.27c). Darstellung von $\int \sigma \, dx_2$ in Abhängigkeit vom Winkel φ für die Auswertung der Höhenkarte Abb.27b) bezüglich der Gesamtladung eines Vorzeichens, die an einer Wand magnetischen Fluß durch das Streufeld umleitet.
Die Fehlerbalken ergeben sich aus den verschiedenen Auswertungsergebnissen mit verschiedenen Übergangsbereichsbreiten D_2 und für den unteren und oberen Teil der $\bar{H}_y$-Kurven.

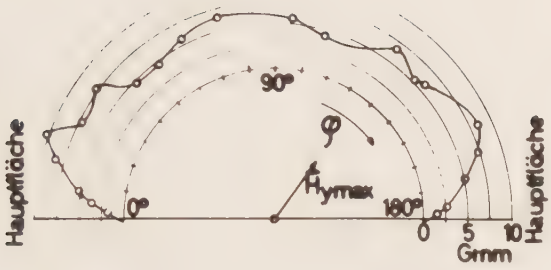

Abb.28a).Höhe der Maxima der Normalfeldintegralkurven in Abb.27a) in Abhängigkeit vom Winkel φ (Polarkoordinaten).

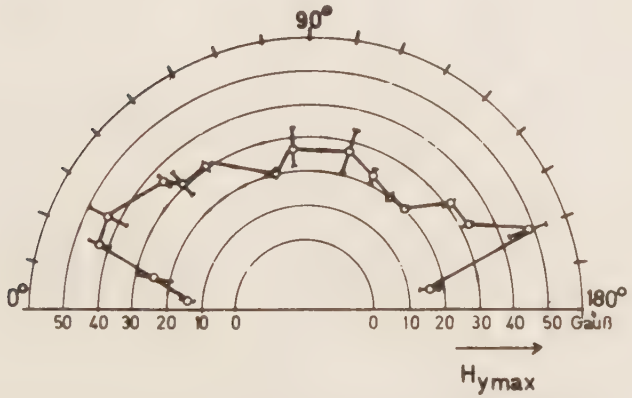

Abb.28b).Höhe der maximalen Normalfeldstärke, die sich durch die Polygonnäherung der Ladungsdichte auf der Oberfläche aus Abb.27a) ergibt, in Abhängigkeit vom Winkel φ.

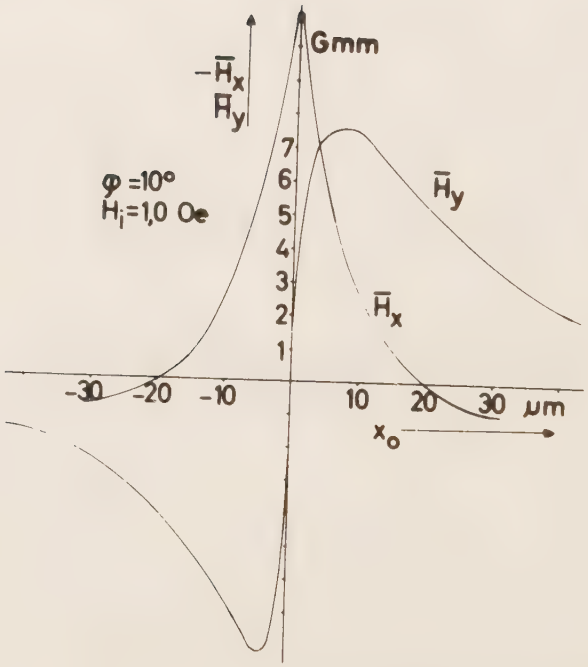

Abb.29a).1). Zusammengehörige Normalfeld- und Tangentialfeldintegralkurven bei $\varphi=10^0$, H_i=1 Oe

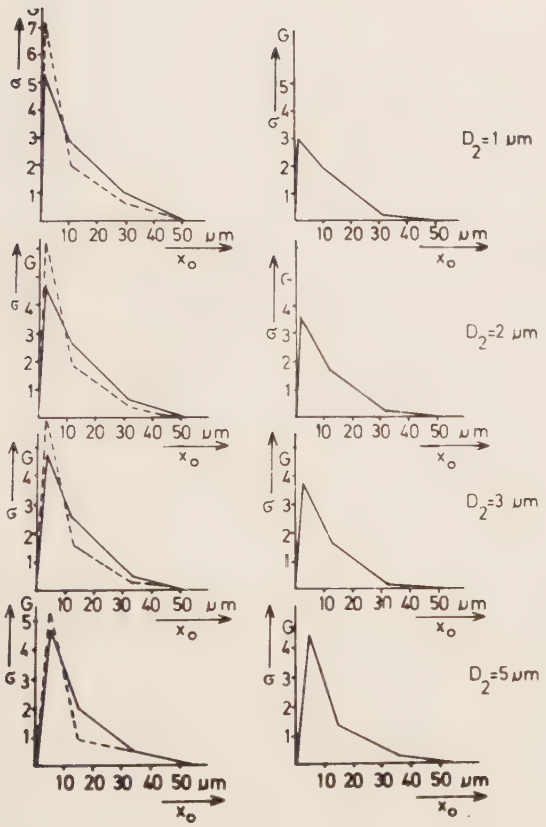

Abb.29a).2). Polygonnäherungen der Ladungsdichte aus Anpassungen der Integralkurven von Abb.29a).1) bei verschiedenen Übergangsbereichsbreiten D_2. Links aus Anpassungen der $\bar{H}_y$-Kurven[2] (gestrichelt: Anpassung des unteren Teils der $\bar{H}_y$-Kurve), rechts Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

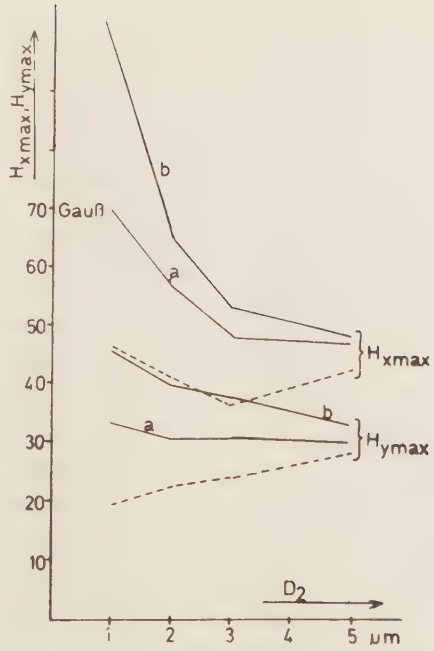

Abb.29a).3). Aus den Polygonzugnäherungen der Ladungsverteilung aus Abb.29a)2) berechnete maximale Normalfeldstärke H_{ymax} und Tangentialfeldstärke H_{xmax} direkt auf der Oberfläche des Kristalls in Abhängigkeit von der zur Auswertung benutzten Übergangsbereichsbreite D_2. Ausgezogen: aus Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve, a oberer Teil, b unterer Teil der $\bar{H}_y$-Kurve. Gestrichelt: aus Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

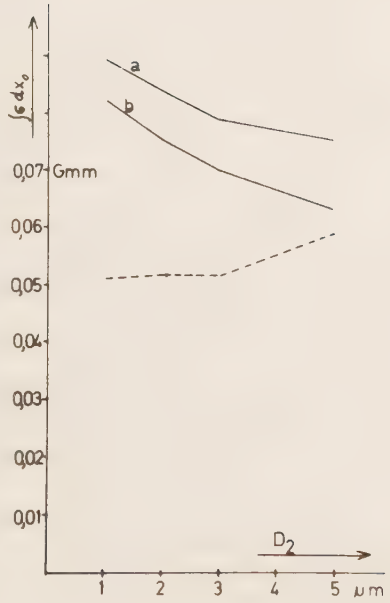

Abb.29a).4). Aus den Polygonzugnäherungen der Ladungsverteilung von Abb.29a).2) berechnete Integrale $\int \sigma \, dx_o$ als Maß für die Gesamtladung in Abhängigkeit von der zur Anpassung benutzten Übergangsbereichsbreite D_2. Ausgezogen: bei Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve, a oberer Teil, b unterer Teil dieser Kurve. Gestrichelt: bei Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

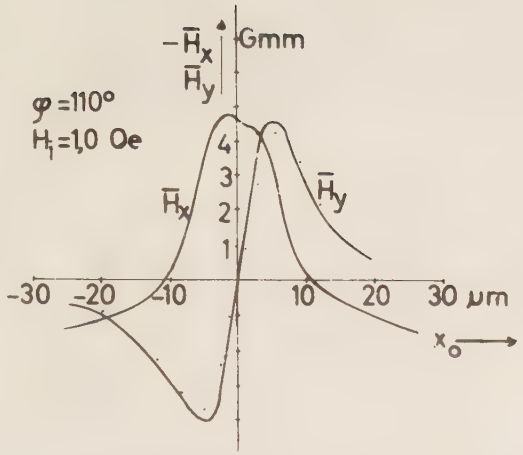

Abb.29b).1). Zusammengehörige Normalfeld- und Tangentialfeldintegralkurven bei φ =110°, H_i=1 Oe. Dieselbe Wand wie Abb.29a).

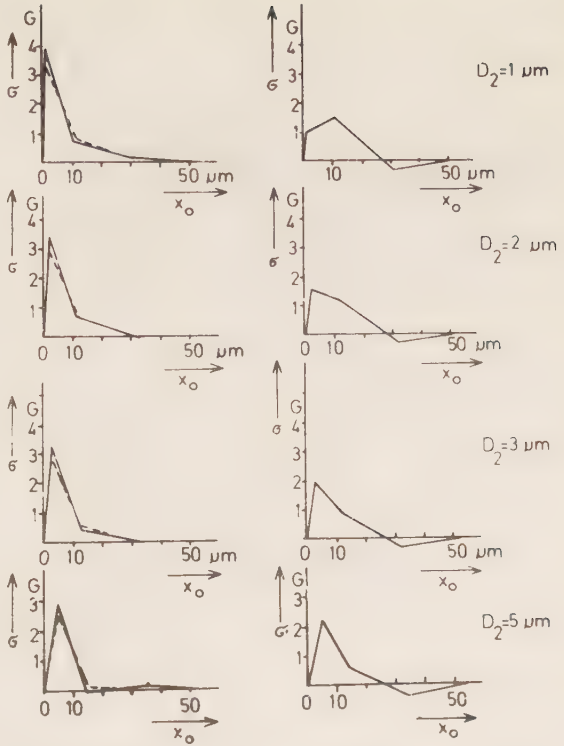

Abb.29b).2). Polygonnäherungen der Ladungsdichte aus Anpassungen der Integralkurven von Abb.29b).1) bei verschiedenen Übergangsbereichsbreiten D_2. Links aus Anpassungen der $\bar{H}_y$-Kurve (gestrichelt: Anpassung des unteren Teils der $\bar{H}_y$-Kurve), rechts Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

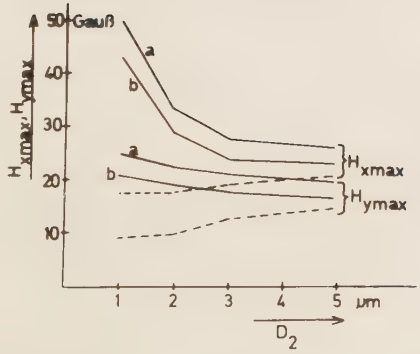

Abb.29b).3). Aus den Polygonzugnäherungen der Ladungsverteilung aus Abb.29b).2) berechnete maximale Normalfeldstärke H_{ymax} und Tangentialfeldstärke H_{xmax} direkt auf der Oberfläche des Kristalls in Abhängigkeit von der zur Auswertung benutzten Übergangsbereichsbreite D_2. Ausgezogen: aus Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve, a oberer Teil, b unterer Teil der $\bar{H}_y$-Kurve. Gestrichelt: aus Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

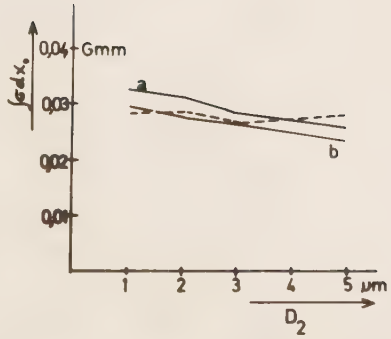

Abb.29b).4). Aus den Polygonzugnäherungen der Ladungsverteilung von Abb.29b).2) berechnete Integrale $\int G\,dx$ als Maß für die Gesamtladung in Abhängigkeit von der zur Anpassung benutzten Übergangsbereichsbreite D_2. Ausgezogen: bei Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve, a oberer Teil, b unterer Teil dieser Kurve. Gestrichelt: bei Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

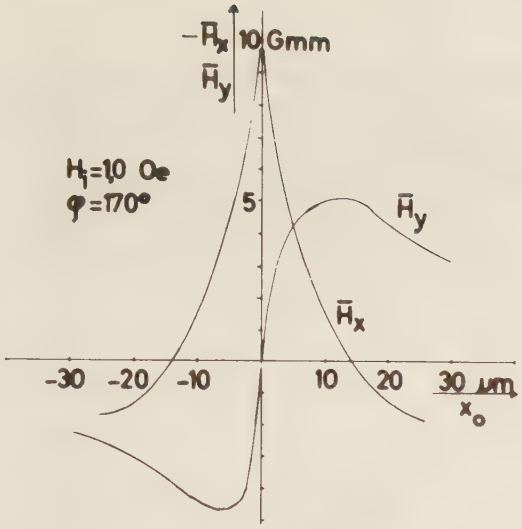

Abb.29c).1). Zusammengehörige Normalfeld- und Tangentialfeldintegralkurven bei φ=170°, H_i=1 Oe. Dieselbe Wand wie Abb.29a) und b)

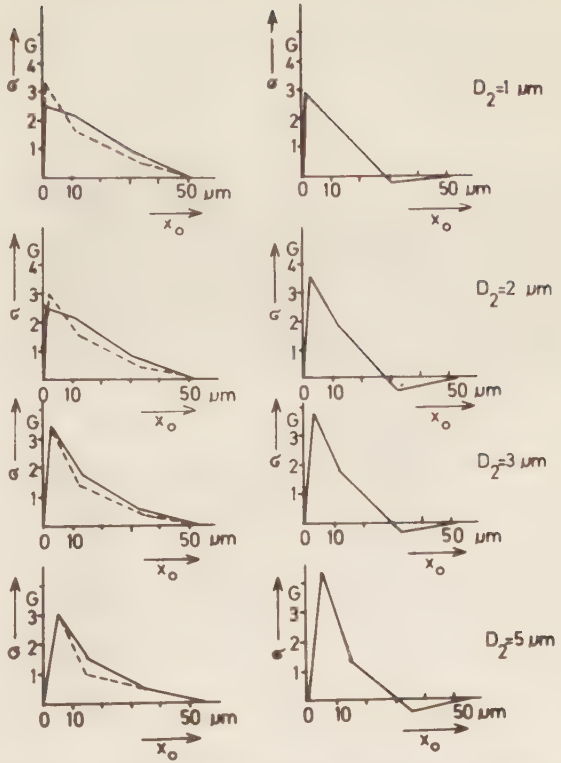

Abb.29c).2). Polygonnäherungen der Ladungsdichte aus Anpassungen der Integralkurven von Abb.29c).1) bei verschiedenen Übergangsbereichsbreiten D_2. Links aus Anpassungen der $\bar{H}_y$-Kurve (gestrichelt: Anpassung des unteren Teils der $\bar{H}_y$-Kurve), rechts Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

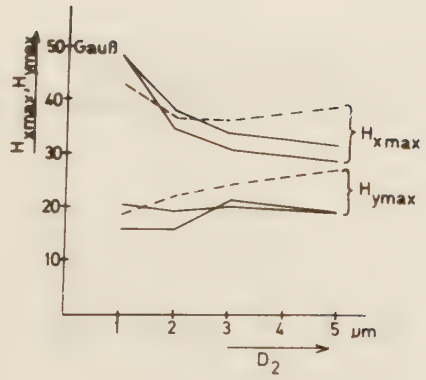

Abb.29c).3). Aus den Polygonzugnäherungen der Ladungsverteilung aus Abb.29c).2) berechnete maximale Normalfeldstärke H_{ymax} und Tangentialfeldstärke H_{xmax} direkt auf der Oberfläche des Kristalls in Abhängigkeit von der zur Auswertung benutzten Übergangsbereichsbreite D_2. Ausgezogen: aus Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve, a oberer Teil, b unterer Teil der $\bar{H}_y$-Kurve. Gestrichelt: aus Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

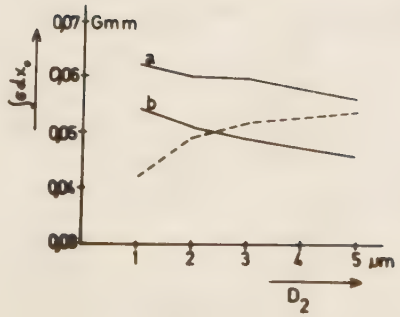

Abb.29c).4). Aus den Polygonzugnäherungen der Ladungsverteilung von Abb.29c).2) berechnete Integrale $\int \sigma \, dx$ als Maß für die Gesamtladung in Abhängigkeit von der zur Anpassung benutzten Übergangsbereichsbreite D_2. Ausgezogen: bei Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve, a oberer Teil, b unterer Teil dieser Kurve. Gestrichelt: bei Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

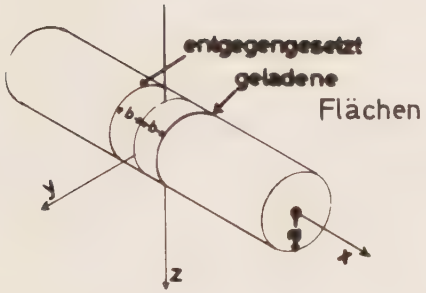

Abb.30. Bezeichnungen und Koordinatenachsen beim zylindrischen Kristall. Entgegengesetzt geladene Flächen der Breite b auf der Oberfläche eingezeichnet.

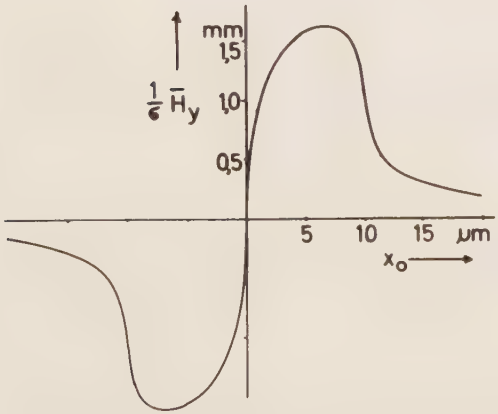

Abb.32. Theoretischer Verlauf von $\bar{H}_y(x_o)$ bei zwei gleichmäßig mit entgegengesetzter Ladung beöegten Streifen der Breite 0,01 mm.

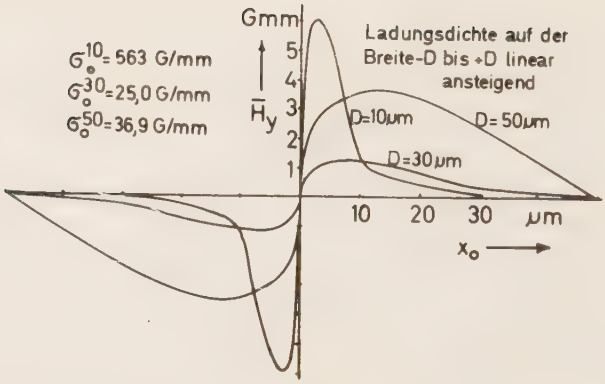

Abb.33a) Theoretischer Verlauf von $\bar{H}_y(x_o)$ für einige Streifen der Breite D mit entgegengesetzter linear gegen die Mitte zwischen beiden Streifen zu ansteigender Flächenladung mit den Steigungen, die in Abb.33 b) zur Anpassung einer Meßkurve mit drei Polygonzügen benutzt werden.

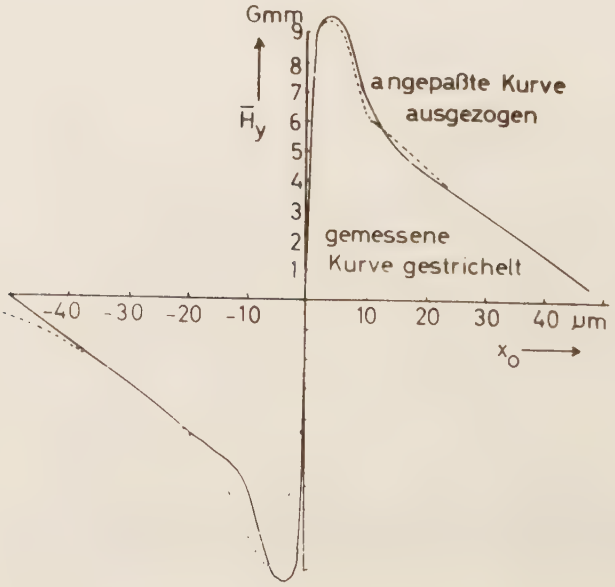

Abb.33b). Überlagerung der Kurven von Abb.33a) zur Anpassung an eine gemessene Kurve bei φ=25°, H_i=2,7 Oe (Anpassung mit drei Polygonzügen).

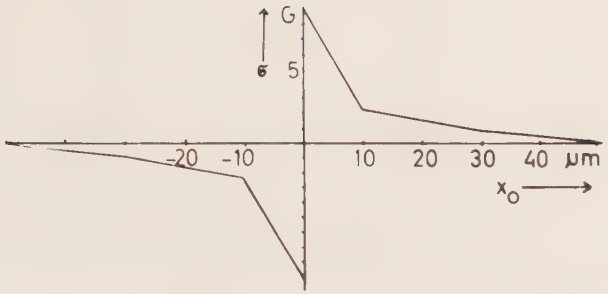

Abb.33c). Polygonzug der zugehörigen Ladungsverteilung

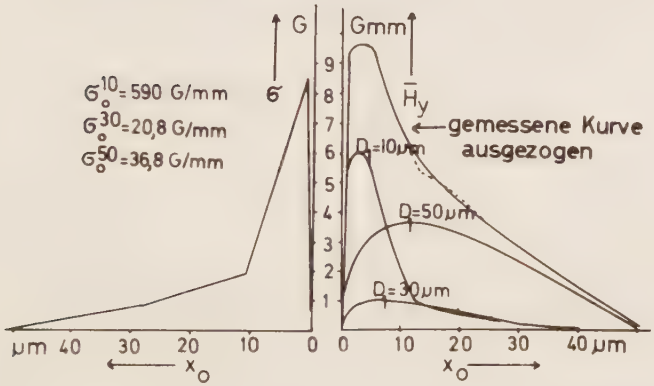

Abb.34a). Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve von Abb.33b) $\varphi=25^o$ H_1=2,7 Oe mit den links gezeichneten vier Polygonzügen der Ladungsverteilung (D_2= 0,001 mm). Gemessene Kurve ausgezogen; durch Überlagerung der drei mit verschiedenen D_1 bezeichneten Kurven erhaltene Anpassung gestrichelt.

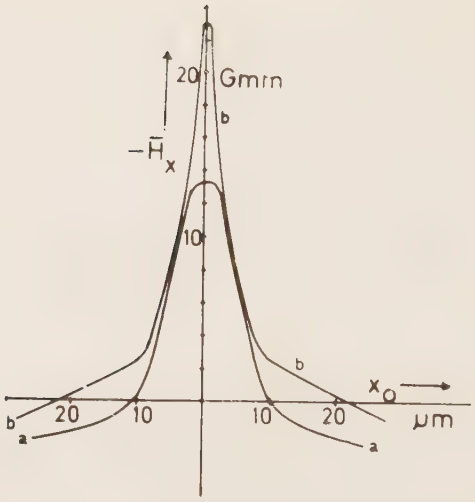

Abb.34b). Theoretisch mit obiger Ladungsverteilung berechneter Verlauf b von $\bar{H}_x(x_o)$ verglichen mit dem gemessenen Verlauf a an derselben Stelle des Kristalls wie KURVE Abb.34a).

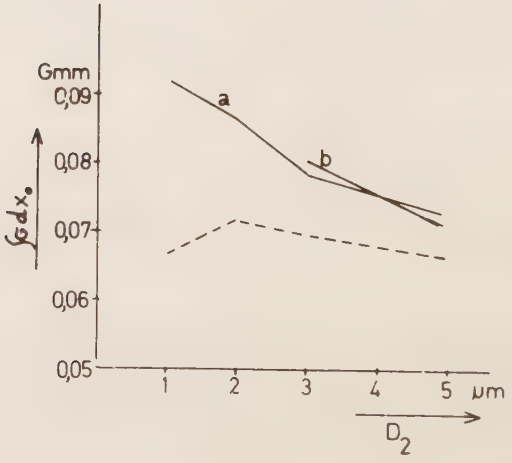

Abb.34e). Verhalten des Integrals $\int \sigma \cdot dx_o$ bei Auswertung mit verschiedenen Übergangsbereichsbreiten D_2.

Ausgezogen: bei Anpassung der $\bar{H}_y$-Kurve, a oberer Teil, b unterer Teil dieser Kurve. Gestrichelt: bei Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

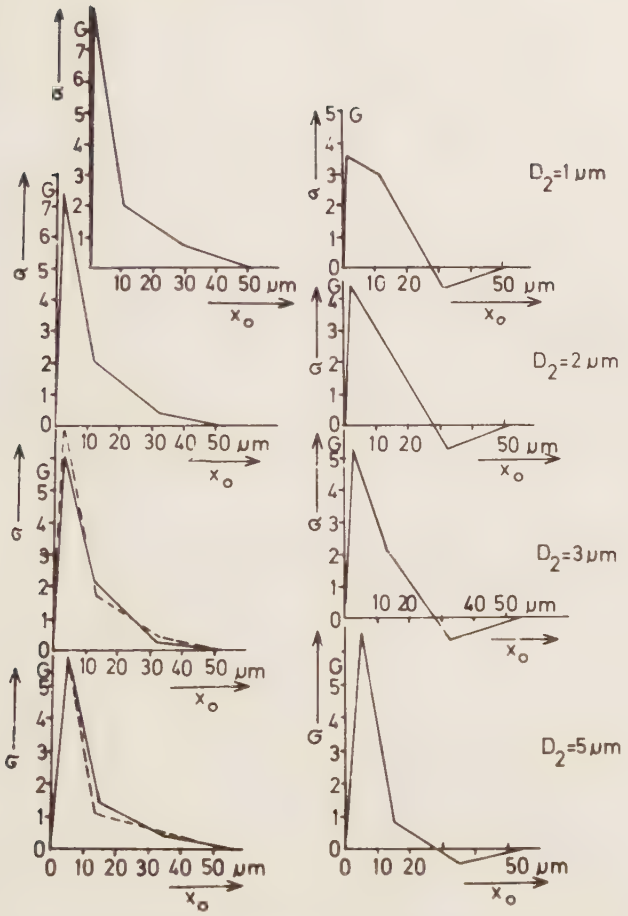

Abb.34c). Polygonnäherungen der Ladungsdichte aus Anpassungen der Integralkurven von Abb. 34a) und Abb.34b) bei verschiedenen Übergangsbereichsbreiten D_2. Links aus Anpassungen der $\bar{H}_y$-Kurve (^{2}gestrichelt: Anpassung des unteren Teils der $\bar{H}_y$-Kurve), rechts Anpassung der $\bar{H}_x$-Kurve.

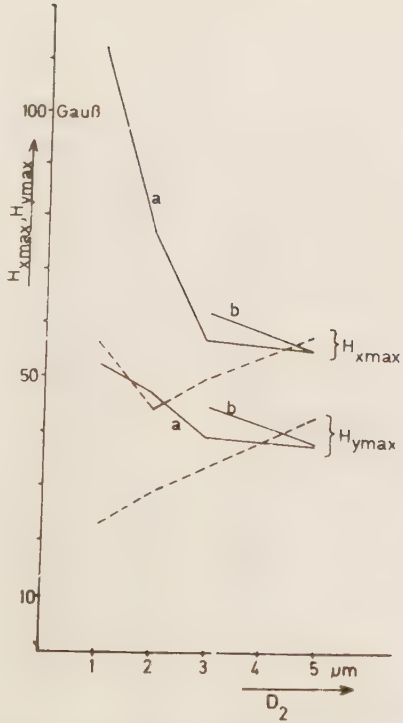

Abb.34d). Verhalten der maximalen Normalfeldstärke H_{ymax} und der maximalen Tangentialfeldstärke H_{xmax} bei Auswertung mit verschiedenen Übergangsbereichsbreiten D_2. Ausgezogen: Auswertung der $\bar{H}_y$-Kurve, a oberer Teil, b unterer Teil dieser Kurve. Gestrichelt: aus der $\bar{H}_x$-Kurve.

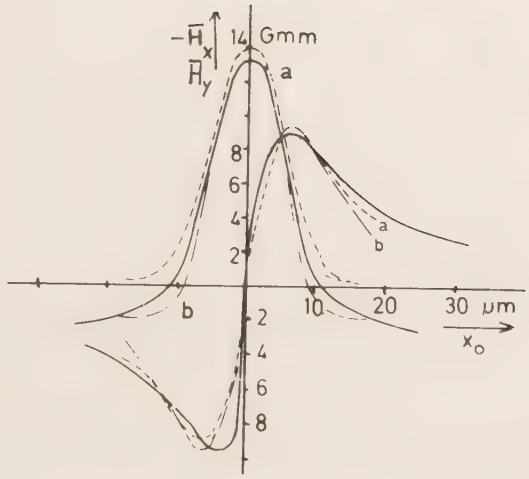

Abb.34f). Gemessener (ausgezogen) Verlauf von $\bar{H}_y$ und $\bar{H}_y$ verglichen mit den aus der Ladungsverteilung Abb.34c) für D_2=0,005 mm berechneten Integralkurven, und zwar aus der $\bar{H}_y$-Anpassung (kurz gestrichelt) und aus der $\bar{H}_x$-Anpassung (lang gestrichelt). Zeigt, daß mit der Polygonnäherung beide Meßkurven gleichzeitig gut dargestellt werden können.

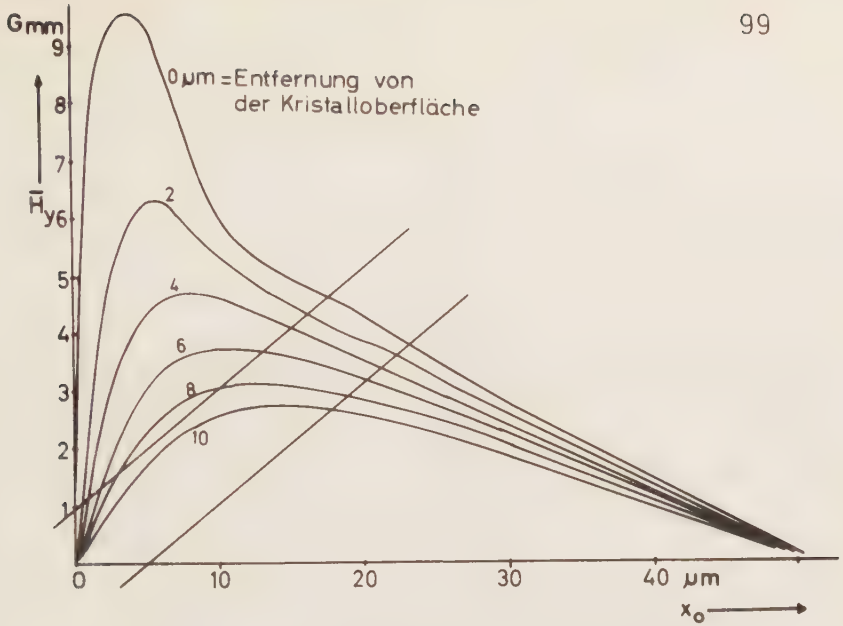

Abb.35a). Berechneter Normalfeldintegralverlauf in verschiedenen Entfernungen von der Kristalloberfläche bei Anpassung mit drei Polygonzügen.

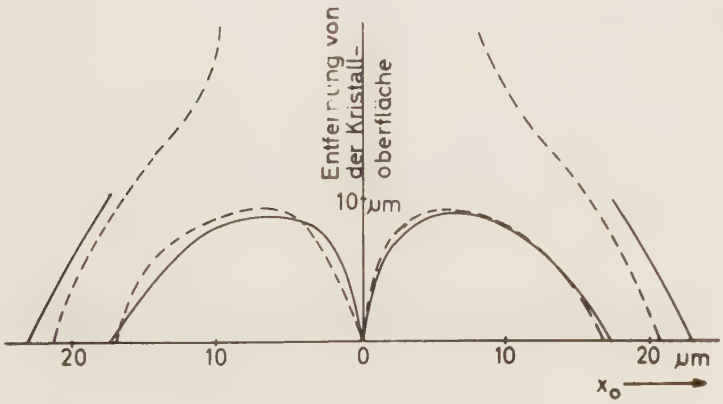

Abb.35b). Aus Abb.35a) konstruierter Verlauf der Schattenverzerrung verglichen mit der wirklich beobachteten Schattenverzerrung (beobachtete Verzerrung gestrichelt).

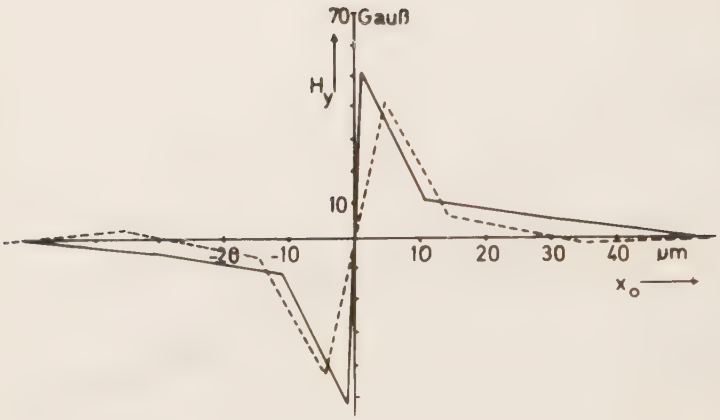

Abb.36a).Berechneter Normalfeldverlauf direkt auf der Kristalloberfläche bei Anpssung durch vier Polygonzüge. Ausgezogen: D_2=0,001 mm, gestrichelt D_2=0,005 mm.

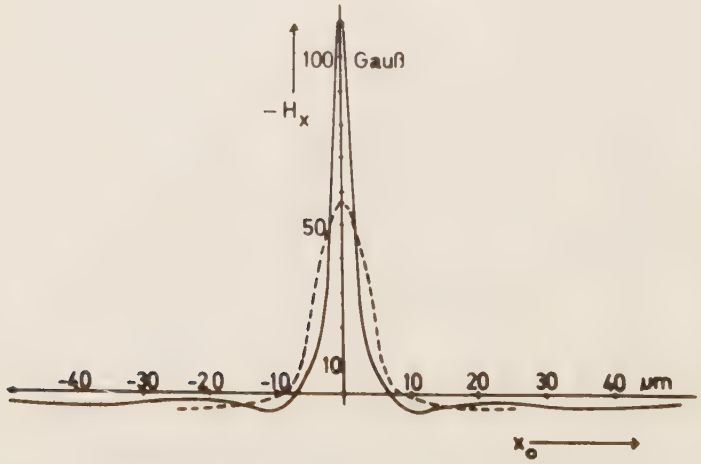

Abb.36b).Berechneter Tangentialfeldverlauf direkt auf der Oberfläche bei Annäherung durch vier Polygonzüge.Ausgezogen: D_2=0,001 mm, gestrichelt: D_2=0,005 mm. $\varphi = 25^0$, H_1=2,7 Oe.

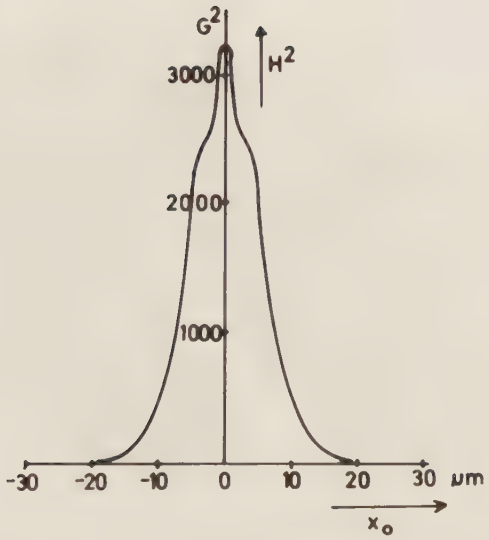

Abb.36c). Verlauf von $H^2=H_x^2+H_y^2$ direkt auf der Oberfläche des Kristalls bei Anpassung durch vier Polygonzüge bei $D_2=0{,}005$ mm.

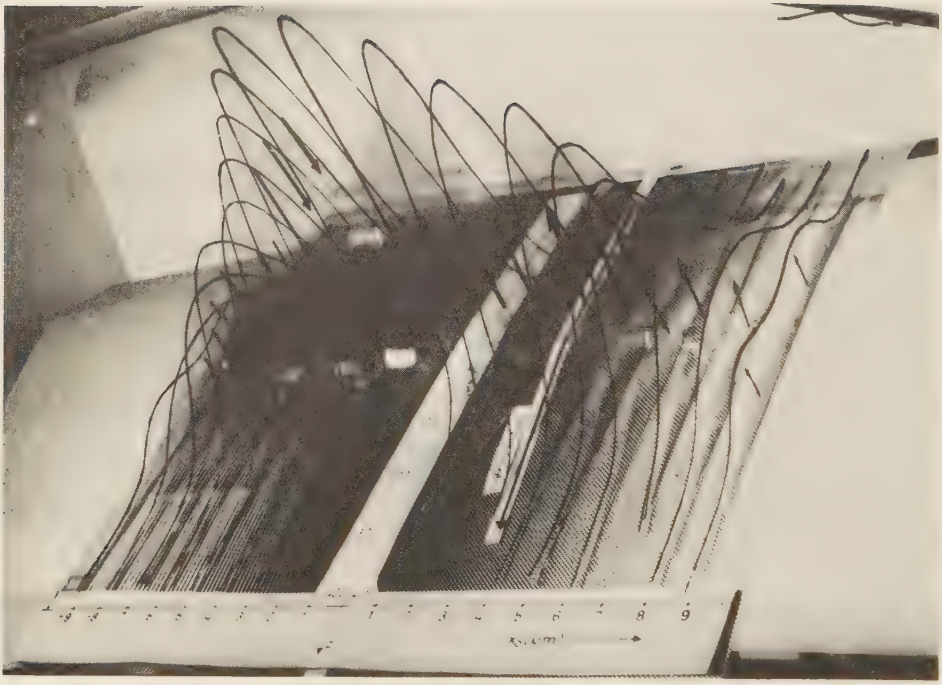

Abb.37. Berechneter Verlauf des Normalfeldes $H_y(x_o,z)$ für Ladungsstreifen der Breite 0,01 mm und einfachem linearem Anstieg der Ladungsdichte in der Umgebung der Wand in der Tangentialebene an den Kristall, in der sich der Elektronenstrahl bewegen soll. Die Dichte der Schraffur entspricht der Ladungsdichte, die x_o-Achse ist stark gedehnt. Die eingezeichneten Pfeile geben die Feldrichtung der Normalkomponente an. Rechts ist an der Stelle des Maximums von H_y der Verlauf einer Elektronenbahn bei H_y=11 Gmm eingezeichnet.

Lebenslauf

Ich wurde am 8.August 1929 in Walldürn/Baden geboren als Sohn des Buchhalters Otto Schärpf und seiner Ehefrau Maria, geborene Kuhn. Nach vierjähriger Grundschule besuchte ich ab 1940 das Realgymnasium in Tauberbischofsheim, wo ich 1948 das Reifezeugnis erhielt. Ich trat dann in die Gesellschaft Jesu ein, studierte von 1950 bis 1954 an der philosophischen Fakultät Berchmanskolleg in Pullach Philosophie. Im SS 1953 und WS 1953/54 studierte ich gleichzeitig Physik und Mathematik an der Universität München. Danach gab ich ein Jahr lang Unterricht in Mathematik,Physik, Deutsch und Religion am staatlich anerkannten Gymnasium Kolleg St.Blasien im Schwarzwald. 1955 bis 1959 studierte ich an der Universität Innbruck 8 Semester Theologie. Im Sommer 1958 wurde ich in München zum Priester geweiht. 1959/60 machte ich ein Jahr Seelsorgepraktikum in St.Andrä in Kärnten, in Wien, in Aschaffenburg und Nürnberg. Im WS 1960/61 setzte ich das Studium der Physik und Mathematik an der Universität München fort und legte im Herbst 1964 die Lehramtshauptprüfung mit der Note "gut" ab. Nach zwei weiteren Semestern Studium der Physik war ich als wissenschaftliche Hilfskraft am 2.physikalischen Institut der Universität München tätig. Seit 1.August 1967 bin ich als Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle an der TH Braunschweig angestellt.

Otto Schärpf